PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 20. 15. Oktober 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 21 am 17. Oktober 1906.

INHALT.

Originalmitteilungen:

W. Seitz, Über Sekundärstrahlen, die durch sehr weiche Röntgenstrahlen hervorgerufen werden. S. 689.

M. Levin, Über einige radioaktive Eigenschaften des Uraniums. S. 692.

K. Bergwitz, Notiz über den Einfluß des Waldes auf die Elektrizitätszerstreuung in der Luft. S. 696.

R. Ladenburg, Über die Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen leuchtender Flammen. S. 697.

B. Trolle, Berechnung der Farben, die eine senkrecht zur Achse geschnittene Platte eines Apophyllitkristalls in weißem, konvergentem, polarisiertem Licht zeigt, vermittels der Königschen Farbentabelle. S. 700.

W. G. Cady, Ein magnetischer Deklinograph mit selbsttätiger Aufzeichnung. S. 710.

T. Terada, Über den durch die Schwingungen eines Flüssigkeitstropfens hervorgebrachten Pfeifton und seine Anwendung. S. 714.

J. Zeleny u. A. Zeleny, Die Temperatur fester Kohlensäure und ihrer Mischungen mit Äther und Alkohol bei verschiedenen Drucken. S. 716.

Besprechungen:

Die physikalischen Laboratorien der Universität Manchester. S. 719.

J. P. Kuenen, Theorie der Verdampfung von Gemischen und der fraktionierten Destillation. S. 719.

B. Donath, Die Grundlagen der Farbenphotographie. S. 720.

Berichtigung. S. 720.

Personalien. S. 720.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Sekundärstrahlen, die durch sehr weiche Röntgenstrahlen hervorgerufen werden.

Von W. Seitz.

Wenn man in die Glaswand einer Röntgenröhre, deren Dimensionen man am besten klein wählt, ein feines Aluminiumfenster einsetzt, so kann man noch mit relativ geringen Entladungsspannungen, selbst bis zu etwa 400 Volt herab, Röntgenstrahlen erzeugen, welche die Glaswand nicht mehr zu durchdringen vermögen, für die aber die Aluminiumfolie erheblich durchlässig ist.[1])

Diese weichen Röntgenstrahlen unterscheiden sich von den mit höheren Spannungen hervorgerufenen nur in quantitativer Beziehung, nicht in qualitativer, und es lassen sich an ihnen beinahe alle bekannten Eigenschaften der Röntgenstrahlen nachweisen. Nachdem ihre diffuse Zerstreuung in atmosphärischer Luft vom Verfasser schon früher beobachtet worden war, schien es von Interesse zu sein, zu untersuchen, ob sie beim Auftreffen auf feste Körper auch Sekundärstrahlen bilden, und welcher Art diese sind.

Zum Nachweis der S-Strahlen wurde folgende Anordnung (Fig. 1) gewählt:

Auf die Entstehungsröhre, deren kugelförmiger Teil einen Durchmesser von etwa 5 cm hatte, war bei F ein 0,0005 cm dickes, lochfreies Aluminiumfenster aufgekittet, durch das die Röntgenstrahlen, die von der Antikathode A ausgingen, in den gleichfalls evakuierten Beobachtungsraum R traten. Dieser bestand aus einer Messingdose mit aufgeschliffenem Deckel D. Es war dafür gesorgt, daß kein Licht in das Innere dringen konnte. Die divergent durch das Fenster gehenden

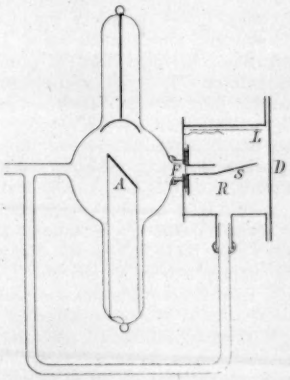


Fig. 1.

R-Strahlen wurden noch durch ein 1 cm langes Röhrchen abgeblendet, fielen dann auf ein schief geneigtes Platinblech S und erzeugten hier Sekundärstrahlen. Ein seitlich durch Klammern gehaltener Filmstreifen L, auf den sicherlich keine direkten R-Strahlen fallen konnten, diente dazu, die S-Strahlen bei verschiedenen Entladungsspannungen nachzuweisen, resp. ihr Durchdringungsvermögen gegenüber aufgelegter Aluminiumfolie qualitativ zu prüfen.

Als Stromquelle der Röntgenröhre diente wie bei früheren Versuchen unterhalb 3800 Volt ein Schuckertscher Hochspannungsdynamo, oberhalb 3800 Volt eine 20plattige Influenzmaschine. Die Spannungen wurden mit statischen Voltmetern gemessen.

Die photographische Wirksamkeit der S-Strahlen zwischen 1200 und 3000 Volt ist ziemlich gering, so daß eine Expositionsdauer von etwa $^1/_2$ bis 1 Stunde nötig war, um eine kräftige

1) W. Seitz, diese Zeitschr. **6**, 756—758, 1905; A. Wehnelt und W. Trenkle, Sitzungsber. der physikal.-medizin. Sozietät Erlangen **37**, 312, 1905.

Schwärzung des Films zu erzielen, obwohl dieser nur 0,8 cm vom Reflektor S entfernt war. Schon durch die dünnste Aluminiumfolie, von kaum 0,0001 cm Dicke, werden sie erheblich absorbiert. Ihr Durchdringungsvermögen steht also in der Mitte zwischen dem der R-Strahlen, durch die sie ausgelöst werden, und dem der Kathodenstrahlen, welche diese R-Strahlen erzeugt haben.

Nachdem so nachgewiesen war, daß auch durch solch weiche R-Strahlen Sekundärstrahlen hervorgerufen werden, sollten diese etwas näher analysiert werden. Nimmt man an, sie beständen aus Elektronen, deren Geschwindigkeit kleiner oder wenigstens nicht größer ist als die der primären Kathodenstrahlen in der Röntgenröhre, so müßte die Ausstrahlung verhindert werden, wenn man den Reflektor S dem Filmstreifen und der ganzen Metalldose gegenüber auf ein ebenso hohes positives Potential lädt, als die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Antikathode beträgt; denn es müßten die auf S ausgelösten Teilchen wieder zurückgezogen werden. Zu diesem Zweck wurde S von den übrigen Metallteilen isoliert und, während diese zur Erde abgeleitet waren, auf die genannte positive Ladung gebracht. Eine Entladung konnte in dem Raum R nicht stattfinden, da hier durch eine zweite Quecksilberpumpe ein sehr hohes Vakuum geschaffen war. Es wurde aber auf diese Weise die Schwärzung des Films nicht erheblich verringert. Demnach müßten die S-Strahlen entweder aus Elektronen bestehen, welche größtenteils schneller als die primären Kathodenstrahlen sind, oder der photographisch wirksamste Teil der S-Strahlen sind wiederum Röntgenstrahlen. Zur weiteren Klärung dieser Frage wurde auch ihre magnetische Ablenkbarkeit geprüft.

Fig. 2 stellt in natürlicher Größe die Versuchsanordnung dar.

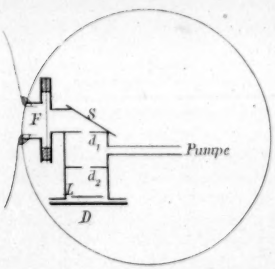


Fig. 2.

Eine Röntgenröhre von ähnlicher Größe, wie die vorhin genannte (hier in der Zeichnung größtenteils weggelassen) ist bei F durch ein dünnes lochfreies Aluminiumfenster verschlossen. Die hier austretenden R-Strahlen erzeugen auf dem schief dagegen geneigten Platinblech S Sekundärstrahlen. Zwei lochförmige Diaphragmen d_1 und d_2, von je $^1/_2$ mm Durchmesser, blenden aus den S-Strahlen, die von dem ganzen Platinblech nach allen Seiten ausgehen, ein feines Bündel aus, das auf dem Filmblättchen L einen deutlichen Fleck erzeugt. Doch ist wegen der geringen Intensität der S-Strahlen eine Expositionszeit von etwa 24 Stunden hierzu nötig. D ist ein lichtdicht aufgeschliffener, mit Fett gedichteter Deckel. Das ganze Metallröhrchen, in dem die S-Strahlen erzeugt werden und sich ausbreiten, wurde durch eine zweite Quecksilberpumpe möglichst gut evakuiert, um eine diffuse Zerstreuung der Strahlen durch das Gas zu vermeiden. Selbstverständlich war auch hier ängstlich Sorge getragen, daß kein Licht in das verschlossene Röhrchen von außen eindringen konnte.

Das Röhrchen befand sich in einem zur Ebene der R-Strahlen und des S-Strahlenbündels senkrechten, ziemlich homogenen Magnetfeld, zu deren Erzeugung entweder ein breiter permanenter Hufeisenmagnet oder zwei Stromspulen (die in der Zeichnung durch einen Kreis angedeutet sind) dienten. Es wurde 24 Stunden exponiert, dann das Feld kommutiert und wieder 24 Stunden exponiert. Die Entladungsspannung wurde konstant zwischen 2500 und 3000 Volt gehalten. Da bei den Versuchen sehr verschieden starke Felder angewendet wurden — solche von 9 Einheiten bis zu solchen von 265 Einheiten —, so wäre zu erwarten gewesen, daß wenigstens im einen oder anderen Fall, wenn auch kein scharf abgelenkter Fleck, so doch eine Verbreiterung sich ergeben hätte. Dabei hätte die Geschwindigkeit der Elektronen gleich der von Kathodenstrahlen sein können, deren Entladungsspannung zwischen 10 und 10000 Volt gelegen wäre. Es zeigte sich aber nur ein deutlicher kreisförmiger, unabgelenkter Fleck, ohne irgendwelche unsymmetrische Verbreiterung und Verzerrung. Zum mindesten muß also ein großer Teil dieser S-Strahlen wieder aus Röntgenstrahlen bestehen, die aber noch weicher als alle bisher beobachteten sind, da sie schon durch die dünnste Aluminiumfolie kräftig absorbiert werden. Daß sie diese aber doch teilweise durchdrungen haben, das war ein Beweis dafür, daß der unabgelenkte Fleck tatsächlich von sehr weichen R-Strahlen und nicht etwa von Lichtstrahlen, die irgendwo durch Fluoreszenz entstanden wären, herrührte. Aus dem Fehlen eines abgelenkten Bildes darf man aber noch nicht schließen, die S-Strahlen beständen allein aus R-Strahlen. Viel wahrscheinlicher ist es, daß der ablenkbare Teil der

S-Strahlen aus Elektronen sehr verschiedener Geschwindigkeit zusammengesetzt ist, und deshalb infolge der starken Dispersion im Magnetfeld nicht mehr imstande ist, ein nachweisbares Bild auf dem Filmblättchen hervorzurufen.

Der Nachweis, daß die S-Strahlen wirklich teilweise aus Elektronen bestehen, wurde im folgenden erbracht.

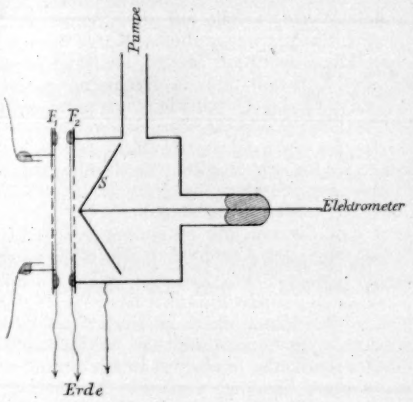


Fig. 3.

Um ein stärkeres R-Strahlenbündel zu erhalten, wurde auf die Entladungsröhre ein Aluminiumfenster von etwa 1 qcm Größe gekittet. Netzartige Messingrippen verhinderten das Eindrücken der Folie durch den äußeren Luftdruck. (Vgl. Seitz, diese Zeitschr. **6**, 756—758, 1905.)

Dem Fenster F_1 gegenüber, in einem Abstand von etwa 1 mm, befand sich eine Messingdose, welche durch ein ebensolches Fenster F_2 verschlossen war. Die Dose wurde auf das höchste erreichbare Vakuum ausgepumpt.

Das dachförmige Platinblech S war aufs beste durch Schellack isoliert und mit einem Dolezalekschen Quadrantenelektrometer verbunden, das mit einem Harmsschen[1]) Kondensator in der bekannten Weise auf Elektrizitätsmengen geeicht wurde. Die Isolation des ganzen Systems war sehr gut. Einem Ausschlag von 1 mm am Elektrometer entsprachen $1{,}666 \cdot 10^{-3}$ abs. el.-stat. Einheiten. Sowie nun die Entladung durch die Kathodenröhre ging, und R-Strahlen auf die Platte S fielen, nahm das Elektrometer eine positive Ladung an, und dieser Effekt blieb aus, wenn zwischen die beiden Fenster Stanniol, das die weichen R-Strahlen vollständig absorbiert, gebracht wurde, und wurde schwächer, wenn statt dessen teilweise durchlässige Aluminiumfolie eingeschoben wurde. Damit ist bewiesen, daß auch die von weichen R-Strahlen ausgelösten S-Strahlen teilweise aus fortgeschleuderten Elektronen bestehen.

Das Verhältnis der Energie der R-Strahlen zur Energie der sie erzeugenden Kathodenstrahlen ist für harte Strahlen von Hrn. W. Wien[1]) bestimmt worden. Kürzlich sind diese Messungen von Frl. Carter[2]) weiter ausgedehnt worden, und die Abhängigkeit dieses Verhältnisses von der Spannung zwischen 19000 Volt und 70000 Volt bestimmt worden. Da die Menge der S-Strahlen, gemessen durch ihre Ladung, proportional der Energie der R-Strahlen, durch die sie ausgelöst werden, ist, so kann an die Stelle der immerhin schwierigen Energiebestimmung der R-Strahlen die einfachere elektrometrische der S-Strahlen treten. Tabelle II und Kurve II der letztgenannten Arbeit stellen das Ergebnis einer solchen Messung dar.

Diese Untersuchungen habe ich nun auch bei weichen R-Strahlen und zwar zwischen 1738 Volt und 3700 Volt ausgeführt. Damit die Absorption verringert werde, wurde das zweite Aluminiumfenster weggelassen, und die Messingdose, welche den Reflektor S enthält, direkt auf das erste Fenster aufgekittet. Die Platinantikathode der Entladungsröhre bildete den Boden eines zylinderförmigen Messingkalorimeters, das mit Wasser gefüllt war, und das mit Siegellack in die Entladungsröhre eingedichtet war. Durch eine Heizspirale wurde es auf absolutes Maß geeicht. Wenn bei den Versuchen die Kathodenstrahlen eine Minute lang auf die Antikathode fielen, so war die Erwärmung des Kalorimeters für die Messung am geeignetsten. Gleichzeitig wurde die Entladungsspannung und der Ausschlag des Elektrometers, der von der Emission der S-Strahlen innerhalb 15 Sek. herrührt, beobachtet. Die daraus im absoluten Maße berechnete Elektrizitätsmenge, welche pro Zeiteinheit erzeugt wird, wurde entsprechend den geometrischen Verhältnissen auf eine Kugeloberfläche umgerechnet, deren Mittelpunkt die Antikathode und deren Radius der Abstand zwischen Antikathode und Reflektor ist. Es ergab sich hieraus der Faktor 191. Außerdem wurde noch die Absorption in R-Strahlen, soweit dies möglich ist, in Rechnung gezogen. Durch frühere Untersuchungen[3]) hatte sich das Durchdringungsvermögen der weichen R-Strahlen als nahezu unabhängig von der Spannung ergeben. Das Aluminiumfenster hatte eine Dicke von 0,00126 cm und absorbiert daher etwa 70 Proz.

1) F. Harms, diese Zeitschr. **5**, 47—50, 1904.

1) W. Wien, Ann. d. Physik **18**, 991, 1905.

2) E. Carter, „Über das Verhältnis der Energie der Röntgenstrahlen zur Energie der erzeugenden Kathodenstrahlen." Dissertation. Würzburg, Stürtz. 1906.

3) L. c.

Die folgende Tabelle I und die Kurve geben das Verhältnis $\frac{\varepsilon_s}{E_K}$ der S-Strahlenmenge, die auf die besprochene Weise korrigiert ist, zur Energie der primären Kathodenstrahlen in seiner Abhängigkeit von der Spannung.

Tabelle I

Spannung in Volt	$\frac{\varepsilon_s}{E_K}$
1738	4,50
2098	7,05
2635	11,31
2860	11,63
3130	13,31
3310	13,54
3700	17,16

Tabelle II

Spannung in Volt	$\frac{E_K}{\varepsilon_s}$
20 000	2,0
30 000	4,1
40 000	6,1
50 000	8,2
60 000	10,5

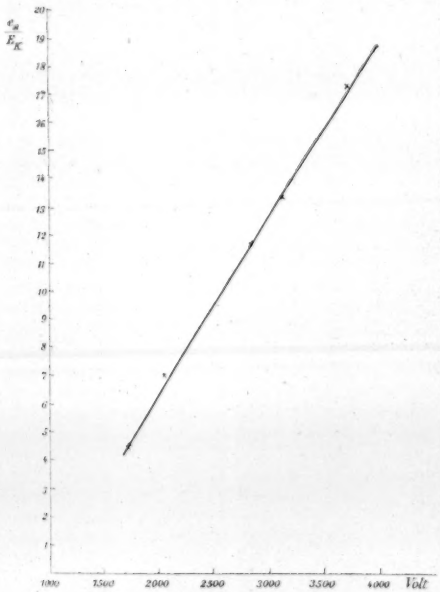


Fig. 4.

Den Energiemessungen unterhalb 2500 Volt haftet insofern eine gewisse Ungenauigkeit an, als bei solch niederen Spannungen das negative Glimmlicht bereits erscheint, und es daher unsicher ist, ob die Erwärmung des Kalorimeters allein von den direkten Kathodenstrahlen herrührt oder ob auch das erhitzte Gas dabei mitwirkt. Auf jeden Fall dürfte der Fehler nicht allzu groß sein.

Entsprechend den Versuchen von Fräulein Carter ist auch hier das Verhältnis $\frac{\varepsilon_s}{E_K}$ mit einiger Annäherung eine lineare Funktion der Spannung. Will man den Absolutwert mit dem von Frl. Carter gefundenen vergleichen, so muß man auch die dortigen Zahlen auf eine Kugeloberfläche ergänzen. Da die Größe des Reflektorbleches 20 cm², und der Abstand von der Antikathode 22 cm beträgt, so ist der Faktor, mit dem multipliziert werden muß, gleich 304. Tabelle II enthält einige abgerundete Werte, welche auf diese Weise aus der von Frl. Carter angegebenen Kurve berechnet sind. Die Absorption in der Glaswand ist zwar bei der Kurve bereits in Rechnung gezogen, es war aber das Durchdringungsvermögen nur für Strahlen gemessen worden, welche bereits durch die erste Glaswand filtriert waren, so daß es für die ursprünglich von der Antikathode kommenden Strahlen auch nicht annähernde Gültigkeit besitzt. Es ist daher selbstverständlich, daß die von mir gefundene Kurve keine Fortsetzung der Carterschen bildet, und daß die Werte von $\frac{\varepsilon_s}{E_K}$ dort viel kleiner sind. Aus dem großen Unterschied im Verlauf der beiden Kurven ist mit Sicherheit zu schließen, daß von der Antikathode einer R-Röhre bei höheren Spannungen Strahlen von sehr verschiedener Härte ausgehen, von den weichsten an, die schon durch dünnstes Aluminium merklich absorbiert werden, bis zu den härtesten, und daß nur ein kleiner Bruchteil der Gesamtstrahlung die Glaswand zu durchdringen vermag. Es steht dies auch in Übereinstimmung mit der Vorstellung von ihrer Entstehung. Nur wenige Elektronen werden beim ersten Auftreffen auf Moleküle der Antikathode sogleich absorbiert werden und dadurch den Anlaß zu den härtesten Strahlen geben, die meisten werden erst allmählich, nachdem sie auf ihren Zick-Zackbahnen im Metall ihre ursprüngliche Geschwindigkeit mehr oder minder reduziert haben, zur Ruhe kommen, und dabei einen oder, entsprechend den verschiedenen Zusammenstößen, mehrere längere Ätherimpulse aussenden. Zur weiteren Klärung dieser Frage sollen noch besondere Untersuchungen angestellt werden.

Würzburg, September 1906. Physikalisches Institut.

(Eingegangen 1. Oktober 1906.)

Über einige radioaktive Eigenschaften des Uraniums.

Von M. Levin.

Auf Grund theoretischer Überlegungen ist von Rutherford[1]) die Vermutung ausgesprochen, daß Uranium und Radium in genetischem Zu-

1) cf. Rutherford, Radioactivity 1905, 459 ff.

sammenhang stehen. Diese Hypothese ist durch Versuche von Boltwood, Strutt und Soddy[1]) experimentell gestützt. Der erstere hat eine große Zahl von Uraniummineralien analysiert und gefunden, daß in allen verschiedenartigen Proben das Verhältnis von Uranium und Radium immer das gleiche war. Eine derartige Beziehung ist zu erwarten, wenn Radium ein Desintegrationsprodukt des Uraniums ist, ist aber auf Grund einer anderen Annahme schwer zu erklären. Folgt man der Annahme, daß die α-Partikeln Heliumatome vom Atomgewicht 4 sind, so wäre zu erwarten, da das Atomgewicht des Uraniums 238 und das des Radiums 225 beträgt, daß zwei α-Strahlenprodukte zwischen Uranium und Radium beständen. Hierbei ist vorausgesetzt, daß Uranium selbst unter Aussendung einer α-Partikel zerfällt. Auf Anregung von Prof. Rutherford habe ich einige Versuche angestellt, um zu sehen, ob ein anderer aktiver Bestandteil aus Uranium gewonnen werden könnte. Soweit die Versuche bisher durchgeführt werden konnten, haben sie ein negatives Resultat gehabt; es mag jedoch für weitere Untersuchungen von Wert sein, die Methoden, die bisher angewandt sind, und einige Beobachtungen mitzuteilen, die im Verlauf der Arbeiten gemacht wurden.

Es ist bekannt, das Aktinium und wahrscheinlich auch Thorium selbst inaktiv sind, dagegen ist kein Anzeichen bisher dafür gefunden, daß Uranium zeitweise von seiner α-Strahlenaktivität befreit werden kann. Es ist ferner kein bündiger Beweis für die Existenz neuer Produkte im Uranium erbracht, obwohl die Resultate einiger früherer Versuche auf das Vorhandensein solcher Produkte hindeuten. Von diesen Versuchen wird weiter unten gesprochen werden.

Es mag hier erwähnt werden, daß die Beobachtungen, die während der Ausführung dieser Arbeit an einem Uraniumpräparat gemacht wurden, sich höchstens über 6 Monate erstreckten, so daß sehr langsame Umwandlungen nicht aufgefunden werden konnten, denn es ist schwierig, in einem stark radioaktiven Laboratorium kleine Aktivitätsänderungen mit Sicherheit festzustellen.

Chemische Reaktionen.

Die folgenden chemischen Reaktionen wurden angestellt, um zu prüfen, ob sie zur Abtrennung eines radioaktiven Bestandteils aus dem Uranium führten. Aus einer angesäuerten Lösung von Uraniumnitrat wurden Silber, Kupfer, Blei und Wismut mit Schwefelwasserstoff, und Silber als Chlorid gefällt. Die Niederschläge besaßen weder α-Strahlen- noch β-Strahlenaktivität und wurden auch während mehrerer Monate nicht aktiv.

1) Rutherford, Radioactivity.

Becquerel[1]) hat gezeigt, daß ein Niederschlag von Baryumsulfat aus einer Uraniumlösung Uranium X mitreißt. Es wurde gefunden, daß Calciumsulfat gleichfalls die Fähigkeit besitzt, Uranium X niederzuschlagen, während Baryumoxalat und Calciumoxalat, gefällt in einer ammoniakalischen Lösung von Uraniumhydroxyd, inaktiv sind.

Schlundt und Moore[2]) haben den aktiven Niederschlag des Thoriums vom Thorium mit Fumarsäure getrennt. Eine alkoholische Lösung von Fumarsäure wurde zu einer Uraniumlösung hinzugegeben; es entstand kein sichtbarer Niederschlag und das Filter zeigte keine Aktivität.

Da organische Basen sich für die Trennung seltener Erden als nützlich erwiesen haben, erschien es möglich, daß Versuche in dieser Richtung zur Abtrennung eines aktiven Produktes führen könnten. Es wurde gefunden, daß Anilin und Toluidin das Uranium fast vollständig mit einer Fällung niederschlagen, während Uranium durch Chinolin nicht gefällt wird. Die Filtrate der Fällungen mit Anilin und Toluidin wurden verdampft und auf ihre Aktivität geprüft. Sie erwiesen sich als fast inaktiv und ihre Aktivität änderte sich während zweier Monate nicht.

Das Uranium wurde ferner als Hydroxyd, Carbonat und Phosphat gefällt. Die Aktivität der Filtrate war sehr gering und änderte sich mit der Zeit nicht.

Elektrolytische Versuche.

Seitdem v. Lerch[3]) zuerst gezeigt hat, daß radioaktive Elemente durch Elektrolyse abgeschieden werden können, hat sich diese Methode als ein sehr wertvolles Hilfsmittel für die radioaktive Analyse erwiesen. Verglichen mit chemischen Reaktionen, bietet die Elektrolyse den Vorteil, daß sie sehr schnelle Umwandlungen zu entdecken erlaubt, die leicht übersehen werden könnten, da die Herrichtung auf chemischem Wege gewonnener Präparate für die radioaktive Untersuchung gewöhnlich erhebliche Zeit in Anspruch nimmt. Die bisher bekannten radioaktiven Elemente zeigen so große Unterschiede in ihrer elektrolytischen Lösungstension, daß es für möglich gehalten wurde, die angenommenen Bestandteile des Uraniums auf diesem Wege aufzufinden.

Elektrolysen wurden in saurer Uraniumlösung mit Elektroden aus verschiedenem Material ausgeführt. Die angewandte Badspannung reichte in allen Fällen aus, um eine lebhafte Wasserzersetzung herbeizuführen. In keinem Falle zeigten die Elektroden eine so starke Aktivität, wie zu erwarten gewesen wäre,

1) C. R. **131**, 137, 1900.
2) Journ. Phys. Chem. Nov. 1905.
3) Ann. d. Phys. **12**, 745, 1903.

wenn ein Bestandteil von viel größerer Umwandlungsgeschwindigkeit als der des Uraniums und entsprechend stärkerer Aktivität abgeschieden wäre.

Die Elektroden, die zur Verwendung kamen, bestanden aus Platin, Silber, Kupfer, Blei, Nickel, Wismut und Zink. In allen Fällen wurden beide Elektroden durch die Elektrolyse mehr oder weniger aktiv, die Anode in geringerem Maße als die Kathode. Die Oberfläche der Elektroden war in der Regel mit einer Schicht von schwarzem Uranium oder Uraniumoxyd bedeckt. Das Uranium X wurde mit dem Uranium abgeschieden und zwar angenähert im Gleichgewichtsbetrage. Die β-Aktivität der Anoden war so gering, daß eine Änderung nicht mit Sicherheit festzustellen war. Platten von Zink, Kupfer, Blei, Eisen und amalgamiertem Zink überziehen sich beim Stehen in einer sauren Lösung von Uraniumnitrat mit einer schwarzen Schicht von Uranium, zeigen aber nach dem Herausnehmen keine Änderung ihrer Aktivität mit der Zeit.

Eine ähnliche Reihe von Versuchen wurde dann mit einer alkalischen Lösung von Uranium angestellt, die erhalten wird, wenn man Uraniumhydroxyd in Ammoniumcarbonat oder besser Ammoniumoxalat auflöst. Aus Lösungen dieser Art konnte kein Niederschlag auf den Elektroden beobachtet werden.

Andererseits wurde gefunden, daß Radium aus alkalischer Lösung durch Elektrolyse leicht abgeschieden werden kann. Radium konnte auf Platin-, Silber-, Kupfer- und Zink-Elektroden erhalten werden. Das Radium findet sich auf beiden Elektroden, aber in viel größerem Betrage auf der Kathode. Obwohl das Radium aus der Lösung nicht völlig abgeschieden werden zu können scheint, so mag es doch zweckmäßig sein, eine Mischung von Uranium und Radium in der beschriebenen Weise zur Abscheidung des Radiums zu behandeln, weil man es in leicht löslicher Form erhält.[1])

Erhitzungsversuche.

Die Erhitzung von Uraniumoxyd mit dem Gebläse bringt keine Änderung seiner Aktivität hervor. Um den Einfluß höherer Temperaturen zu untersuchen, wurde Uraniumoxyd in ein Loch gebracht, das in die Spitze der Anode eines vertikalen Lichtbogens gebohrt war. Über die Kathode wurde eine durchbohrte Messingplatte geschoben, die in verschiedenen Abständen von dem Bogen befestigt werden konnte, und durch feuchtes Filterpapier kühl gehalten wurde. Wenn der Lichtbogen in Betrieb gesetzt war, entwickelten sich dicke Wolken von Uraniumdampf, von dem sich ein Teil an der Messingplatte niederschlug. Die Aktivität der Messingplatte wurde geprüft, nachdem sich ein hinreichender Überzug von Uranium gebildet hatte. Die α-Strahlenaktivität blieb mit der Zeit konstant; die β-Strahlenaktivität nahm gewöhnlich zu, was anzeigt, daß das Uranium X nicht in einer Menge, die dem Gleichgewichtsbetrage des Uraniums entsprochen hätte, kondensiert war. Die Aktivität des zurückgebliebenen Uraniumoxyds änderte sich nicht. Ich habe bisher noch nicht versucht, ob metallisches Uranium, hergestellt durch Reduktion im Lichtbogen, sich in radioaktivem Gleichgewicht befindet. Mit dieser Methode würde man in zuverlässiger Weise zeigen können, ob die Aktivität des Uraniums unter dem Einfluß hoher Temperaturen sich ändert.

1) Über Abscheidung des Radiums als Amalgam vgl. Cochn, Ber. chem. Ges. **37**, 811, 1904.

Adsorptionsversuche.

Becquerel[1]) hat mitgeteilt, daß er durch Kochen einer Uraniumnitratlösung mit Lampenruß ein radioaktives Produkt erhalten hat, das mehrere Tausend mal so stark war als Uranium. Die Aktivität dieses Produktes stieg innerhalb 8 Tagen auf den zweifachen Betrag an. Da die β-Strahlen des Uraniums homogen sind, und es deshalb wahrscheinlich ist, daß nur ein β-Strahlenprodukt im Uranium existiert, so ist anzunehmen, daß Becquerels Messungen sich auf α-Strahlenaktivität beziehen. Dieser Versuch von Becquerel wurde genau in der von ihm beschriebenen Weise mit gewöhnlichem Ruß wiederholt. Eine Lösung von 50 Gramm Uraniumnitrat wurde mit 2 Gramm gereinigtem Ruß versetzt und eine Stunde lang gekocht. Der Ruß wurde abfiltriert und sorgfältig gewaschen, worauf er mit Hilfe eines Gebläses verascht wurde. In einigen späteren Versuchen wurde, um eine schnellere Veraschung herbeizuführen, etwas Ammoniumnitrat hinzugefügt. Die Aktivität des Präparats, die mit Hilfe eines α-Strahlenelektroskops geprüft wurde, war sehr schwach und fiel mit der Periode von Uranium X ab. Die verhältnismäßig starke β-Strahlenaktivität fiel in ähnlicher Weise ab. Es wurde somit das Resultat, das Becquerel erhalten hat, nicht beobachtet, es wurde jedoch gefunden, daß Uranium X durch den Prozeß des Kochens mit Ruß abgetrennt war.

Es ist bekannt, daß Tierkohle in hohem Maße die Fähigkeit besitzt, andere Substanzen zu absorbieren. Es wurde daher für möglich gehalten, bei Verwendung von Tierkohle das von Becquerel beobachtete Resultat zu erhalten. Das qualitative Ergebnis dieser Versuche war jedoch ganz das gleiche wie bei den Versuchen mit gewöhnlichem Ruß, jedoch war

1) Comptes rendus. September 1905.

der Betrag von Uranium X, das bei der Tierkohle verblieb, erheblich größer. In mehreren Versuchen wurden bis zu 90 Proz. des vorhandenen Uranium X mit Hilfe der Tierkohle vom Uranium abgetrennt.

Bei den früher angewandten Methoden der Trennung des Uranium X von Uranium, erhält man das Uranium X nur gemischt mit einer großen Menge anderer Stoffe. Die Ätherextraktion, die zuerst von Crookes[1]) gebraucht wurde, und die Methode der fraktionierten Kristallisation, die von Godlewski[2]) angegeben ist, liefern Uranium X zusammen mit Uraniumnitrat, während durch die von Becquerel[3]) angewandte Methode der Fällung mit Baryumsulfat das Uranium X in einer Mischung mit Baryumsulfat erhalten wird. Durch Zusatz von Ruß zu einer kochenden Lösung von Uraniumnitrat und Veraschung des Rußes erhält man jedoch Uranium X fast im Zustande der Reinheit, und selbst bei Verwendung von Tierkohle ist der Betrag der Verunreinigungen vergleichsweise sehr gering; das Uranium X kann nach dieser Methode ferner in sehr dünner Schicht erhalten werden, so daß nicht nur seine chemischen, sondern auch seine physikalischen Eigenschaften sich genauer werden untersuchen lassen.

Die Fällung des Uranium X mit Tierkohle kann nicht durch die Wirkung der in der Tierkohle vorhandenen Phosphate bedingt sein, da, wie oben gezeigt ist, Natriumphosphat Uranium X nicht fällt. Die Fällung des Uranium X ist wahrscheinlich auch nicht einer anderen chemischen Reaktion zuzuschreiben, da der gleiche Effekt mit Ruß erzielt wird. Diese Vermutung wurde noch auf direktem Wege bestätigt, indem die Tierkohle zunächst verascht und die Uraniumnitratlösung mit den Rückständen gekocht wurde. Es fand sich, daß auf diese Weise eine Trennung des Uranium X nicht erreicht werden konnte. Es ist so sehr wahrscheinlich, daß die Fällung des Uranium X mit Tierkohle oder Ruß eine Adsorptionserscheinung ist.

Es mag bemerkt werden, daß untersucht wurde, ob Radium dieselbe Eigenschaft zeigt wie Uranium X. Es fand sich jedoch, daß das Radium beim Kochen einer mit Radiumbromid versetzten Uraniumlösung bei dem Uranium verblieb.

Versuche mit fraktionierter Kristallisation.

Godlewski[2]) hat gezeigt, daß Uranium von Uranium X durch fraktionierte Kristallisation befreit werden kann. Es wurde versucht, ob ein anderes Produkt des Uraniums auf dieselbe Weise abgetrennt werden kann.

Meyer und Schweidler[1]) hatten gefunden, daß Uraniumnitrat unmittelbar nach seiner Kristallisation Unregelmäßigkeiten der Aktivität zeigte. Die β-Strahlenaktivität eines frisch kristallisierten Präparates von Uraniumnitrat nimmt während des Verlaufs von etwa einer Woche ab, ohne später einen entsprechenden Anstieg zu zeigen, wie er zu erwarten wäre, wenn die Änderung der Aktivität der Abtrennung eines aktiven Bestandteils zuzuschreiben wäre. Godlewski hat in sehr interessanter Weise gezeigt, daß die Abnahme der Aktivität aus einer Diffusion des Uranium X zu erklären ist. Das Uranium X ist sehr leicht löslich in Wasser, und sammelt sich, da die Kristallisation gewöhnlich am Boden beginnt, in der letzten Flüssigkeit auf der Oberfläche des Kristallkuchens an. Die Abnahme der Aktivität rührt von der Diffusion des Uranium X zu den unteren Kristallagen und der entsprechend größeren Absorption her, die die von ihm ausgesandten β-Strahlen erfahren.

Godlewski hat gefunden, daß, wenn das Uranium X durch Abgießen der Mutterlauge abgetrennt ist, die Aktivität der zurückbleibenden Kristalle anfänglich sehr schnell sinkt und dann nach Passieren eines Minimums mit der Periode von Uranium X ansteigt.

Bei meinen Versuchen wurde die Flüssigkeit, die noch vorhanden war, ehe das Uraniumnitrat völlig kristallisiert war, drei- oder viermal nacheinander abgegossen und in einer Glasschale gesammelt. Die α-Strahlen- und β-Strahlenaktivität dieser Präparate nahmen mit der Periode von Uranium X ab, woraus hervorgeht, daß kein neues Produkt abgetrennt war.

Die Aktivität der zurückgebliebenen Kristalle zeigte jedoch ein unerwartetes Verhalten. Die anfänglichen Unregelmäßigkeiten, herrührend von der Diffusion des Uranium X, wurden in allen Fällen beobachtet, doch von 4 Präparaten hat nur eines den Anstieg, der wegen der Neubildung des Uranium X zu erwarten ist, gezeigt. In den drei anderen Fällen nahm die Aktivität nach dem anfänglichen schnellen Abfall oder Anstieg, was von den Bedingungen des Kristallisierens abhängt, stetig ab. Die Aktivität eines Präparats hat 3 Monate lang anscheinend bis zu einem Minimum abgenommen, wobei die α- und β-Strahlenaktivitäten um 25 Proz. bezw. 35 Proz. abgenommen haben. Der Radioaktivitätsverlust des ganzen Systems beträgt 37 Proz. bezw. 60 Proz. für α- und β-Strahlenaktivität. Es erscheint jedoch nicht als wahrscheinlich, daß dieser Effekt von einer radioaktiven Umwandlung herrührt. Möglicher-

1) Proc. Royal Soc. **66**, 409, 1900.
2) Phil. Mag. Sept. 1905.
3) L. c.

1) Wien. Ber., Juli 1904.

weise ist die Abnahme der Aktivität durch Aufnahme von Wasserdampf aus der Atmosphäre und dadurch bedingte größere Absorption der Strahlung zu erklären, doch ist dieses noch nicht mit Sicherheit erwiesen. Da die Änderung der Aktivität sehr langsam vor sich geht, ist eine lange Zeit erforderlich, um diese Fragen definitiv zu beantworten.

Die vorliegende Arbeit wurde in dem Mc Donald Physics Building der Mc Gill University in Montreal ausgeführt. Ich möchte Herrn Prof. Rutherford für seine Anregung und Unterstützung herzlichst danken.

Göttingen, 7. September 1906.

(Eingegangen 7. September 1906.)

Notiz über den Einfluß des Waldes auf die Elektrizitätszerstreuung in der Luft.

Von Karl Bergwitz.

Im Juli d. J. hatte ich Gelegenheit, mittels des Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparates [1]) in der Nähe von Clausthal im Harz vergleichende Beobachtungen der Elektrizitätszerstreuung am Rande und im Innern eines Fichtenwaldes (etwa 300 m vom Saume entfernt) vorzunehmen.

Der Waldrand bildete die obere Begrenzung einer weit ausgedehnten, gegen ihn ansteigenden Wiesenfläche; es mußte daher erwartet werden, daß wegen der Wirkung des Erdfeldes auf die Ionen der Luft der Zerstreuungskoeffizient für negative Ladungen (a_-) dort größer als der für positive (a_+) ausfiel, der Quotient $\frac{a_-}{a_+} = q$ infolgedessen die Einheit überstieg.

Es war nun von Interesse zu untersuchen, ob dieses Verhalten auch innerhalb des Waldes bestehen bliebe, oder ob durch Adsorption von Ionen an den Zweigen und Nadeln der Bäume ein Ausgleich herbeigeführt würde.

Um hierüber entscheiden zu können, erlaube ich mir, die hierunter angegebenen Ergebnisse einiger Messungsreihen mitzuteilen:

	an exponierter Stelle	im Walde	
9. Juli	a_+ 1,04	a_+ 0,73	
	a_- 1,82	a_- 0,71	
	q 1,75	q 0,97	
21. Juli	a_+ 0,85	a_+ 0,54	Der Wind wehte stark aus Ost und blies in den Wald hinein.
	a_- 1,02	a_- 0,54	
	q 1,20	q 1,00	
22. Juli	a_+ 1,25 *		
	a_- 1,04		
	q 0,83	a_+ 0,40	
	a_+ 0,57	a_- 0,43	
	a_- 0,67	q 1,07	
	q 1,17		
23. Juli	a_+ 1,60	$a_=$ 1,41	
	a_- 1,60	a_- 1,43	Es herrschte fast Windstille.
	q 1,00	q 1,00	
24. Juli	a_+ 1,17	a_+ 1,25	
	a_- 1,24	a_- 1,25	
	q 1,06	q 1,00	
26. Juli	a_+ 1,03	a_+ 1,36	
	a_- 1,41	a_- 1,36	Schwacher Wind, der allmählich einschlief.
	q 1,37	q 1,00	
	a_+ 0,80	a_+ 1,06	
	a_- 1,09	a_- 1,04	
	q 1,36	q 0,98	

Im Mittel ist also:

an exponierter Stelle	im Walde
a_+ 1,03	a_+ 0,85
a_- 1,23	a_- 0,86
q 1,19	q 1,01

Wenn man die einzelnen Werte miteinander vergleicht, so erkennt man:

1. daß $q = \frac{a_-}{a_+}$ innerhalb des Waldes den Wert 1 erreicht, ein Unterschied in der Zerstreuung der negativen und positiven Ladungen also dort nicht mehr besteht, während, wie zu erwarten war, am Rande des Waldes negative Ladungen stärker als positive zerstreut werden.

(*Die stärkere Zerstreuung positiver Ladungen am 22. Juli ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß an diesem Tage während der Beobachtungszeit auf der erwähnten Wiese das dürre Heu unter merklicher Staubentwicklung umgewendet wurde.)

2. daß die Beträge der Zerstreuungskoeffizienten unabhängig vom Vorzeichen der Ladung innerhalb des Waldes kleiner sind als am Saume, wenn der Wind gegen den Wald gerichtet ist. Die Werte liegen zum Teil abnorm tief. Es erklärt sich dies wohl daraus, daß sie Luft beim Hindurchströmen durch den Wald nicht nur den Überschuß positiver Ionen abgab, sondern daß beide Ionenarten außerdem eine Verminderung ihrer Anzahl erfuhren.

Bei windstillem Wetter kehrt sich die Erscheinung, wenigstens für a_+, um; die Luft des Waldes zeigte jetzt (wohl durch Ansammlung radioaktiver Bodenemanation) eher eine etwas größere Zerstreuung als die der freien Wiese.

Braunschweig, 4. September 1906.

(Eingegangen 5. September 1906.)

1) Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity IV, S. 213, 1899.

Über die Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen leuchtender Flammen.

Von Rudolf Ladenburg.

Es ist eine bekannte Tatsache [1]), daß Ruß in dünnen Schichten ein selektives Absorptionsvermögen besitzt, d. h. daß er für längere Wellen in höherem Grade durchlässig ist als für kürzere. Man sieht deshalb den Kohlenstoff im Ruß als so fein verteilt an, daß Ruß optisch wie ein „trübes Medium“ [2]) wirkt. Ebenso fein verteilte Kohlenstoffteilchen treten uns glühend in den leuchtenden Flammen entgegen, und wenn man ihnen hier dieselben selektiven Eigenschaften zuschreibt wie im Ruß, so muß die aus der Lage des Emissionsmaximums nach dem Wienschen Verschiebungsgesetze bestimmte Temperatur zu hoch ausfallen. Unter der Annahme nun, daß die emittierenden Kohlenstoffteilchen Strahlungseigenschaften besitzen, die zwischen denen des Platins und denen des schwarzen Körpers liegen, berechneten Lummer und Pringsheim [3]) für die Temperatur einer Kerze aus dem Emissionsmaximum bei 1,5 μ die Grenzen 1960° und 1750° (absolut); F. Kurlbaum [4]) erhielt aus der Temperatur desjenigen schwarzen Körpers, dessen Helligkeit sich beim Einschieben einer Kerze zwischen Beobachter und schwarzen Körper nicht ändert, die etwas tiefere Temperatur von 1700° und erklärte diese Differenz durch jene selektiven Eigenschaften der Kohlenstoffteilchen. Um also mit Hilfe der Emissionskurve einer Flamme Temperaturmessungen der in ihr glühenden Kohlenstoffteilchen vornehmen zu können, muß man die Abhängigkeit der Absorption dieser Teilchen von der Wellenlänge bestimmen und daraus die Energieverteilung desjenigen schwarzen Körpers berechnen, der dieselbe Temperatur besitzt wie die Kohlenstoffteilchen. Hiermit beschäftigt sich vorliegende Untersuchung.

Bei der Ausführung der Absorptionsmessung ist der Fehler unvermeidlich, daß man zugleich die Reflexion und diffuse Beugung der Flamme [5]) mitmißt. Um für die zunächst untersuchte Flamme, die der Amylacetat- oder Hefnerlampe, die Menge des reflektierten Lichtes zu bestimmen, wurde [6]) die Strahlung einer Bogenlampe auf eine Hefnerkerze konzentriert und die mit Thermoelement gemessene reflektierte Strahlung verglichen mit der diffusen Reflexion eines weißen Körpers von der Form der Flamme (aus Kreide, Magnesia oder Gips hergestellt). Die Messung ergab für die Reflexion der Flamme im Mittel etwa 1 Proz., also dieselbe Größenordnung, die Kurlbaum (l. c.) für die Stearinkerze gefunden hat. Wegen dieser geringen Größe dieser Reflexion ließ sich zwar ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge nicht bestimmen; wenn aber die Reflexion nicht den gleichen Gang mit der Wellenlänge zeigt, wie die meßbare Gesamtabsorption, d. h. wenn die wahre Absorption dieser nicht proportional ist, wird sich bei der Division der Emission durch die Absorption nicht die Energiekurve eines schwarzen Körpers ergeben können.

Zunächst wurde nun die Emissionskurve der Flamme mit Spiegelspektrometer [1]), Quarzprisma von 60° brechendem Winkel, Thermosäule und Panzergalvanometer aufgenommen und die Resultate in bekannter Weise auf das Normalspektrum reduziert. [2]) Das Bild der Flamme wurde dabei mit einem Hohlspiegel auf den Spalt geworfen, so daß nur ein genau definierter Teil der Flamme zur Untersuchung gelangte.

Zur Bestimmung der Absorption in der Flamme wurde (vgl. Fig. 1) die Strahlung einer

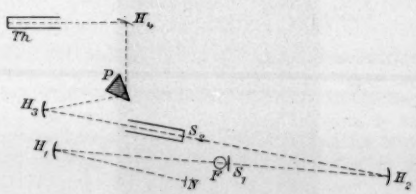


Fig. 1.

Nernstlampe N mit einem Hohlspiegel H_1 auf einen Spalt S_1 von 1 mm Breite und 5 mm Höhe geworfen und das Bild dieses Spaltes mit einem zweiten Hohlspiegel H_2 auf dem Spektrometerspalt S_2 erzeugt.

Unmittelbar vor S_1 stand die Flamme F, und zwar derart, daß das reflektierte Licht der Nernstlampe auf den Teil der Flamme fiel, dessen Emission untersucht war (vgl. Photographien [3]) der Flammen Fig. 2—4). Beobachtet wurde

1) F. Rosicky, Ber. d. Wien. Ak. **78** (2), 407, 1878; K. Angström, Wied. Ann. **36**, 715, 1889; H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. **60**, 445, 1897; J. Stark, Wied. Ann. **62**, 364, 1897; F. Kurlbaum, Wied. Ann. **67**, 846, 1899.

2) R. Clausius, Pogg. Ann. **72**, 188, 294, 1847; Lord Rayleigh (Strutt), Phil. Mag. **41**, 107, 1871.

3) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. D. phys. Ges. **1**, 230, 1899.

4) F. Kurlbaum, diese Ztschr. **3**, 187, 1902.

5) Der Einfluß der an der Emission und Absorption der Flamme beteiligten Gase wird weiter unten erörtert werden.

6) vgl. F. Kurlbaum, diese Zschr. **3**, 332, 1902 und H. Rubens, Ann. d. Phys. **20**, 595, 1906.

1) Vgl. H. Rubens, Wied. Ann. **53**, 274, 1894.

2) Quarz dispergiert in dem hier untersuchten Bereich so gleichmäßig, daß die Korrektion wegen Breite der Thermosäule (etwa 8′) oder des Spaltes keine merkliche Verschiebung des Maximums hervorruft, im Gegensatz zu Stewart (Phys. Rev. **15**, 306, 1902), der mit Fluoritprisma arbeitete und erhebliche Verschiebungen des Maximums berechnete.

3) Für die Ausführung der Photographien bin ich Herrn Dr. Erich Lehmann zu großem Danke verpflichtet.

zwischen 0,7 und 3,1 μ, für je eine Wellenlänge nacheinander, die Energie der Flamme (0,5 bis 9 Skalenteile), die Energie der Nernstlampe (200 bis 400 Skalenteile, wobei der Spalt zwischen 0,1 und 1,0 mm variierte), die Energie der Nernstlampe plus der Energie der Flamme, die Energie der Nernstlampe usf. Die Nernstlampe wurde mit 50 Akkumulatoren gespeist, ihre Intensität schwankte während der Untersuchung an einer Wellenlänge (d. h. innerhalb 3 bis 5 Minuten) um nicht mehr als $\pm$ 1/4 Proz.; die Erwärmung des Spaltes S_1 wirkte nicht auf die Thermosäule. Trotzdem konnten die einzelnen Absorptionsmessungen wegen zufälliger Schwankungen der Flamme nicht genauer als auf 1/2 Proz. der auffallenden Energie ausgeführt werden.

Zur Untersuchung gelangte außer der Normal-Hefnerkerze vorgeschriebner Dimension eine Acetylenflamme. Das aus Calciumkarbid dargestellte Gas wurde durch Acagin (d. i. mit Bleichromat vermischter Chlorkalk) gereinigt und trat unter konstantem Druck von 85 mm Wasser durch 2 Türme mit gebranntem Kalk in einen Speicksteindoppelbrenner, in dem es mit breiter, weißer Flamme verbrannte (vgl. Figur 3). Um sowohl Emission wie Absorption besser untersuchen zu können, wurde die sehr dünne Flamme unter einem Winkel von 45° gegen die Beobachtungsrichtung gedreht. (Fig. 4.)

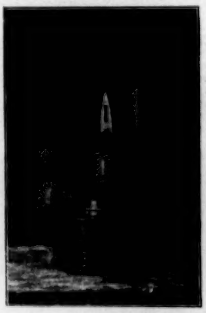


Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Die Resultate der Emissions- und Absorptionsmessungen sind in nachstehenden Kurven Fig. 5—8 wiedergegeben. Bei den Emissionskurven ist die geringe Absorption im Quarz berücksichtigt, indem sich bei einer Quarzplatte von 2,25 cm Dicke bei 1,45 μ und bei 2,20 μ je 4 Proz. mehr Absorption ergab als bei 0,8 μ. Die Energieverteilung der Hefnerkerze ist bereits beiläufig von K. Angström[1]) bei der Untersuchung ihres sichtbaren Spektrums mit einem Steinsalzprisma aufgenommen worden. Einige seiner Werte, auf das Normalspektrum reduziert, sind in der Kurve (I) (Fig. 5) durch Kreise bezeich-

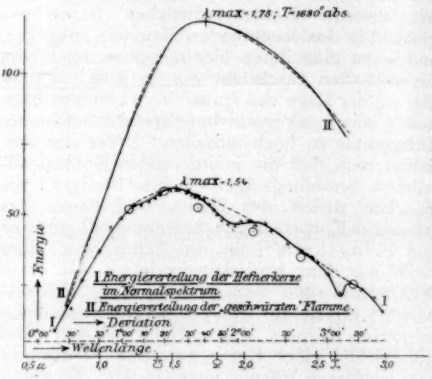


Fig. 5.

net. Die Emission der Acetylenflamme (Kurve IV, Fig. 7) hat schon Stewart (l. c.) mit einem Fluoritprisma aufgenommen, dieses dispergiert jedoch in der Nähe des Maximums der Acetylenstrahlung (bei 1,2 μ) so ungleichförmig, daß ich seine Resultate mit meinen nicht vergleichen konnte (vgl. Anm. 2, S. 697 r.). In dem hier untersuchten Wellenlängenbereich, d. h. zwischen 0,7 μ und 3,0 μ bez. 2,5 μ, liegen nur die schwächeren Absorptionsbanden der Kohlensäure und des Wasserdampfes der Atmosphäre, indem ich diese Banden in bekannter Weise überbrücke (in der Figur gestrichelt gezeichnet), eliminiere ich gleichzeitig den Ein-

1) K. Angström, Energie dans le spectre visible de l'étalon Hefner; Upsala, 1903.

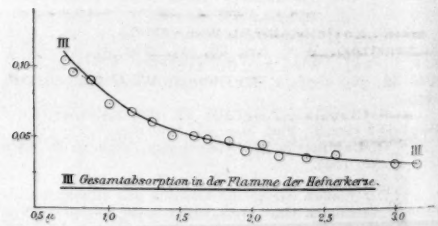


Fig. 6.

fluß der an der Emission der Flamme beteiligten Kohlensäure und des Wasserdampfes.

Die Absorptionen (+ Reflexionen) der Flammen, wie sie aus zahlreichen Beobachtungen verschiedener Versuchsreihen erhalten wurden, sind in den Kurven III und VI (Fig. 6 u. 8) dar-

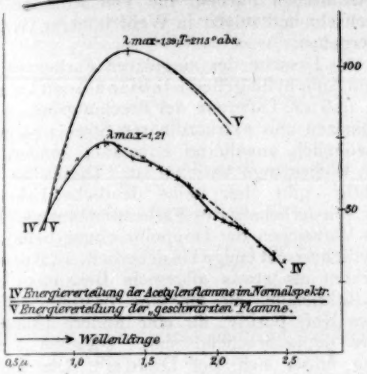


Fig. 7.

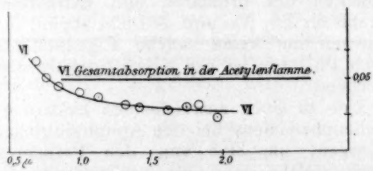


Fig. 8.

gestellt und zeigen deutlich den vermuteten selektiven Verlauf: die Hefnerkerze absorbiert bei 0,7 μ 10,5 Proz., bei 2,5 μ nur noch 3,6 Proz., während die Acetylenflamme in schräger Stellung bei 0,7 μ 6 Proz. und bei 2,0 μ 3,0 Proz. absorbiert.[1]) Die Absorption der in der Flamme enthaltenen Kohlensäure und des Wasserdampfes sind an den so gewonnenen Absorptionskurven wegen des Einflusses der Kohlensäure und des Wasserdampfes der Atmosphäre unbeteiligt.[2])

Dividiert man nun die Emissionen, an den Stellen der Wasserdampf- und Kohlensäureabsorptionen überbrückt, durch die zugehörigen Absorptionen, so erhält man die Energiekurven II und V (Fig. 5 u. 7) der „geschwärzten Flammen, d. h. die Energiekurven von Körpern, die bei der Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen in den betreffenden Flammen das Absorptionsvermögen Eins besitzen — unter obigen Voraussetzungen über das Verhältnis der Reflexion zur Gesamtabsorption der Kohlenstoffteilchen; in den Figuren bedeuten die gestrichelt gezeichneten Kurven die berechneten Emissionen schwarzer Körper, deren Maximum an derselben Stelle liegt: die befriedigende Übereinstimmung läßt die Brauchbarkeit der angewandten Methode erkennen. Die Maxima rücken so von 1,54 μ bez. 1,2 μ nach 1,75 μ bez. 1,39 μ, so daß sich aus der Gleichung $\lambda_{max}\ T = 2940$ die Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen in der Flamme der Hefnerkerze zu 1678° abs. = 1405° C und die in der Acetylenflamme zu 2115° abs. = 1842° zu berechnet.

Mit Hilfe der oben gewonnenen Absorption läßt sich ferner aus jeder Messung, die die Emission der Flamme in absolutem Maße liefert, ihre Temperatur bestimmen. Besonders einfach und genau gestaltet sich dies bei der Messung der „schwarzen" Temperatur mit Hilfe des optischen Pyrometers. Ist T_s die schwarze Temperatur eines glühenden Körpers bei der Wellenlänge λ, T_w seine wahre Temperatur und A sein Absorptionsvermögen an dieser Stelle, so ist[1])

$$\frac{I}{e^{\frac{c}{\lambda T_s}} \cdot A} = \frac{I}{e^{\frac{c}{\lambda T_w}}}, \text{ also}$$

$$\frac{I}{T_w} = \frac{I}{T_s} + \frac{\lambda}{c} \ln A; \left(c = 14600\right).$$

Für den in bezug auf Absorption untersuchten Teil der Flamme der Hefnerkerze ergab sich bei Benutzung von Rotglas der Wellenlänge 0,66 μ[2]) mit einer in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt geeichten Lampe im Mittel $T_s = 1174°$ C (an verschiedenen Stellen in der Nähe schwankte die Temperatur um $\pm$ 10°), für die Acetylenflamme $T_s = 1388°$ C (bei χ, s. Fig. 4, etwas außerhalb des untersuchten Teiles []), zeigte sich eine etwas höhere schwarze Temperatur: 1400° C, und wenn die Flamme ganz breit gegen das Pyrometer strahlte (Fig. 3), eine um 20° niedrigere Temperatur als bei der schrägen Stellung). Aus den Absorptionskurven ergibt sich ohne Berücksichtigung der Reflexion für die Absorption in der Flamme der Hefnerkerze bei 0,66 μ $A = 0{,}110$, für die Acetylenflamme $A = 0{,}064$, und so folgt aus obiger Gleichung für die Hefnerkerze $T_w = 1694°$ abs. = 1421° C und für die Acetylenflamme $T_w = 2093°$ abs. = 1820° C; mit Berücksichtigung der Reflexion (für die Hefnerkerze 0,01, für die Acetylenflamme entsprechend ihrer

1) Das Reflexionsvermögen der Acetylenflamme ist der geringeren Gesamtabsorption entsprechend so klein, daß es sich der Messung entzieht.

2) Die Verschiebung des Schwerpunktes der Gasabsorption mit der Temperatur ist sowohl hier wie bei der Emission der Flammengase vernachlässigt.

1) Für das sichtbare Gebiet genügt die Wiensche Form des Strahlungsgesetzes.

2) λ ist bis auf $\pm$ 0,015 μ genau; eine solche Schwankung bewirkt in T_w einen Fehler von $\pm$ 8—10°.

geringeren Gesamtabsorption 0,006) für die Hefnerkerze

$$T_w = 1704^0 \text{ abs.} = 1431^0 \text{ C}$$

(aus λ_{max} ergab sich oben 1405^0 C),
und für die Acetylenflamme

$$T_w = 2111^0 \text{ abs.} = 1838^0 \text{ C}$$

(oben ergab sich 1842^0 C).

Die Kerzentemperatur ist mit der von Kurlbaum gefundenen (l. c.), 1427^0 C, in guter Übereinstimmung; die der Acetylenflamme stimmt auffallend mit dem Resultate E. L. Nichols[1]) überein, obgleich die Temperatur — 1845^0 C[2]) —, die er auf thermoelektrischem Wege[3]) findet, die Temperatur der Flamme selbst ist, während die vorliegende Untersuchung die Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen in der Flamme bestimmen will.

1) E. L. Nichols, Phys. Rev. 10, 234, 1900.
2) Seine Angabe ist um 55^0 zu korrigieren, da er sie auf den Schmelzpunkt des Platins bezieht und diesen noch zu 1775^0 statt zu 1720^0 annimmt.
3) Nichols bringt das Thermoelement nicht in die Flamme selbst, sondern extrapoliert aus Resultaten, die er in verschiedenen Abständen von der Flamme erhalten hat.

Aus dem physikalischen Institut der technischen Hochschule Charlottenburg.

(Eingegangen 4. September 1906.)

Berechnung der Farben, die eine senkrecht zur Achse geschnittene Platte eines Apophyllitkristalls in weißem, konvergentem, polarisiertem Licht zeigt, vermittels der Königschen Farbentabelle.

Von Birgit Trolle.

Der Apophyllit ist ein einachsiger, inaktiver Kristall. Fundort besonders Faröerinseln und Ostindien.

Eine senkrecht zur Achse geschnittene Platte eines solchen Kristalls zeigt, in weißem, konvergentem, polarisiertem Licht beobachtet, wie gewöhnlich bei solchen Kristallen die isogyrische Hauptkurve als ein schwarzes oder weißes Kreuz, je nachdem die Nicols des Polarisators und Analysators gekreuzt oder parallel sind, und die isochromatischen Kurven als gefärbte Ringe. Beim Apophyllit hat diese letztere Erscheinung aber das Auffallende

1. daß die Ringe nur wenige Farben zeigen, außer Schwarz und Weiß eigentlich nur Gelbgrün und Blauviolett,

2. daß das Farbenphänomen sich anscheinend bei allen Ringen wiederholt.

Folgt man nämlich einem Radius vom Zentrum aus, so bekommt man abwechselnd weiße und schwarze Ringe; beim Abfall von Weiß bis Schwarz tritt eine blauviolette Farbe auf und beim Aufsteigen von Schwarz bis Weiß eine gelbgrüne Farbe. Die Farben sind am intensivsten gegen Schwarz und verlieren sich allmählich im Weiß.

In den meisten andern Fällen bekommt man, wie z. B. beim Kalkspat, annähernd die Newtonschen Farben, die von Ring zu Ring wechseln und zuletzt in Weiß höherer Ordnung übergehen.

Als Ursache des singulären Farbenwechsels beim Apophyllit geben Liebisch[1]) und Drude[2]) an, daß die Differenz der Brechungsindices des ordinären und extraordinären Strahls nicht wie gewöhnlich annähernd konstant, sondern mit der Wellenlänge variabel ist. Dieses ist wohl richtig, gibt aber keine deutliche Erklärung der Wiederholung des Farbenphänomens. Über das Vorzeichen der Doppelbrechung beim Apophyllit herrscht einige Unsicherheit. R. Brauns[3]) erwähnt als etwas allgemein Bekanntes Apophyllitkristalle, die für eine bestimmte Farbe (etwa Rot) positiv, für eine andere (Blau) negativ doppelbrechend sind. Dieselbe Bemerkung findet sich bei Drude.[4]) Die Zahlenwerte, die Pulfrich[5]) für die Brechungsexponenten des ordinären und extraordinären Strahls für *Li*-, *Na*- und *Tl*-Licht angibt, deuten indessen auf keine solche Eigentümlichkeit. Nach Pulfrich ist der Kristall positiv doppelbrechend.

Um zu einer ausreichenden Erklärung des Farbenphänomens bei den Apophyllitringen zu gelangen; um eine von den Farbenregeln, durch welche man die resultierende Farbe eines Farbengemisches bekommt, auf ein solches Problem anzuwenden; endlich um die Unsicherheit, die über das Vorzeichen der Doppelbrechung des Apophyllits obwaltet, zu beseitigen, schlug mir Geheimrat W. Voigt vor, während eines Studienaufenthaltes in Göttingen, die nachstehende Untersuchung zu machen.

Sowohl für die Anregung wie für die Unterstützung, die er mir während der ganzen Arbeit durch seinen Rat und seine Anweisungen hat zuteil werden lassen, bin ich ihm zum aufrichtigsten Dank verpflichtet.

Theoretisches.

Die Erscheinung in schief auffallendem, homogenem Licht.

Wenn eine einachsige Kristallplatte von der Dicke d, senkrecht zur optischen Achse geschnitten, mit den Hauptbrechungsindices n_1

1) Physikalische Kristallographie. Leipzig 1891.
2) Lehrbuch der Optik, 2. Aufl., 1906, S. 330.
3) Die optischen Anomalien der Kristalle, Leipzig 1891.
4) L. c. S 335.
5) Das Totalreflektometer.

und n_2, von einem unter dem Winkel i einfallenden Lichtstrahl durchlaufen wird, bekommt man einen Gangunterschied Δ zwischen dem ordinären und extraordinären Strahl (Brechungsindices n_o und n_e), wo

$$\Delta = d\left(\sqrt{n_o^2 - \sin^2 i} - \sqrt{n_e^2 - \sin^2 i}\right),$$

$$\Delta = d\left(\frac{n_e^2 - n_o^2}{2\sqrt{n_o^2 - \sin^2 i}} - \frac{1}{8}\frac{(n_e^2 - n_o^2)^2}{(n_o^2 - \sin^2 i)^{3/2}} \cdots\right)$$

$$\Delta = d\left(\frac{(n_2^2 - n_1^2)\sin^2 i}{2n^2\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} - \frac{1}{8}\frac{(n_2^2 - n_1^2)^2 \sin^4 i}{n^4 (n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} \cdots\right).$$

Es ist nämlich

$$n_o = n_1, \qquad \frac{1}{n_e^2} = \frac{1}{n_1^2}\cos^2 b + \frac{1}{n_2^2}\sin^2 b,$$

wo b der Brechungswinkel ist; also

$$\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} = \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)\sin^2 b,$$

$$n_e^2 - n_o^2 = (n_2^2 - n_1^2)\frac{\sin^2 i}{n^2},$$

weil n_1 und n_2 höchstens um 0,15 ‰ differieren, und man daher $n_1 = n_2 = n_o = n_e = n$ setzen kann, ausgenommen, wo Differenzen unter ihnen auftreten.

Das zweite Glied in Δ ist nur $^1/_2 \sin^2 i$ ‰ des ersten, und kann daher hier, wo die Genauigkeit in der Bestimmung von $n_2 - n_1$ $^1/_2$ Proz. nicht übertrifft, ausgelassen werden. Man hat also:

$$\Delta = \frac{d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{n\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}.$$

Wird die Platte zwischen gekreuzten Nicols beobachtet, so hat man für die Intensität $\mathcal{J}$ des unter dem Einfallswinkel i durchgehenden Lichtes von der Wellenlänge λ:

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}' \sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\pi\Delta}{\lambda},$$

wenn $\mathcal{J}'$ die Intensität des Lichtes ist, das unter den erwähnten Bedingungen durch die Platte gehen würde, falls diese nicht doppelbrechend wäre, und wenn φ der Winkel zwischen den Polarisationsrichtungen des einfallenden Strahls und des entsprechenden ordinären Strahls im Kristall ist.

Beobachtet man den Kristall in konvergentem Licht durch eine Turmalinzange oder ein Polarisationsmikroskop mit gekreuzten Nicols, so bekommt man daher Minima des Lichtes für $\sin^2 2\varphi = 0$, also für die Hauptisogyre, und für $\sin^2 \frac{\pi\Delta}{\lambda} = 0$, das heißt

$$\frac{\pi\Delta}{\lambda} = \frac{\pi d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{\lambda n\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} = 0, \pi, 2\pi, \cdots p\pi \cdots.$$

Diese Gleichungen bestimmen für jede Farbe eine Reihe von i-Werten, also eine Reihe von konzentrischen Ringen mit den Radien $k \operatorname{tg} i$, wo k eine vom Polarisationsmikroskop abhängige Konstante ist.

In homogenem Licht sieht man daher abwechselnd helle und dunkle Ringe, deren Radien mit der Wellenlänge des Lichtes variieren.

In weißem Licht bekommt man gefärbte Ringe, deren Farben sich durch die Königsche Farbentabelle [1]) in folgender Weise bestimmen lassen.

Bestimmt man $n_2 - n_1$ und n als Funktionen von λ, so kann man bei bekanntem d die Intensität des Lichtes $\mathcal{J}$ mit der Wellenlänge λ für jeden Punkt bestimmen, indem

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}' \sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\pi\Delta}{\lambda},$$

wird, wo

$$\Delta = \frac{d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{n\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}.$$

Man kennt also das Gemisch von Farben, das auf jeden Punkt fällt, wenigstens wenn $\mathcal{J}' \sin^2 2\varphi$ bekannt ist. Übrig bleibt nur die Frage, welchen Eindruck dieses Gemisch auf das Auge macht.

König hat gezeigt, daß jede Spektralfarbe einen Eindruck auf unser Auge [2]) macht, als ob sie aus drei Elementarempfindungen zusammengesetzt wäre, deren Verhältnis von Wellenlänge zu Wellenlänge variiert. Weiter, daß bei allen in der Natur vorkommenden Farbensystemen sämtliche Empfindungen durch Spektralfarben und deren Mischungen erzeugt werden können, so daß also mit der Reduktion der Spektralfarben auf Elementarempfindungen bereits das Ziel erreicht ist.

Ob dieser Erscheinung etwas Reales zugrunde liegt oder nicht, ist in diesem Zusammenhang ohne Bedeutung; man braucht die Elementarempfindungen nur als Rechengrößen aufzufassen.

Für verschiedene Werte von λ und verschiedene Lichtquellen hat König das Verhältnis zwischen den Elementarempfindungen gemessen. Seine Untersuchungen über „Sonnenlicht", wie er es nennt, d. h. das Licht, das bei möglichst durchsichtiger Atmosphäre auf die Erdoberfläche gelangt, haben nachstehende Tabelle (für seine eigenen Augen gefunden) ergeben. [3])

„Sonnenlicht" hat König hierbei als weißes Licht gesetzt. Ferner hat er diejenigen Elementarempfindungen benutzt, die er Grundempfindungen nennt — ursprünglich Rot, Grün und Blau. Endlich hat er für diese solche Ein-

1) Zeitschr. für Psychologie und Physiologie der Sinnesorgane, 4. Bd. 1893, S. 240—348.

2) Dieses gilt für fast alle Frauen und 96 % der Männer, die sogenannten Trichromaten.

3) Die Trichromaten teilen sich nach König in zwei Gruppen, eine große, für die die hier gegebenen Zahlen stimmen, und eine kleinere, zu welcher nur ca. 4 % der Menschen gehören.

I. Königs Tabelle.

λ $\mu\mu$	r	g	b
720	0,035	0,006	
700	0,116	0,021	
685	0,243	0,043	
670	0,546	0,104	
645	2,264	0,533	
630	4,112	1,234	
620	5,327	1,930	0,001
610	6,714	3,075	0,006
600	7,205	4,449	0,016
590	7,892	6,097	0,034
577	8,139	8,413	0,079
563,5	8,284	10,709	0,169
555	8,137	11,320	0,260
545	7,395	11,300	0,304
536	6,432	10,398	0,608
516,5	3,269	6,686	1,247
505	1,772	4,014	1,811
495	1,010	2,303	2,729
485	0,892	1,730	5,629
475	0,834	1,362	10,469
463	1,230	0,740	13,075
455	1,340	0,366	13,421
445	1,407	0,170	13,693
433	1,297		12,323
400	0,291		2,763

heiten gewählt, daß die ganzen im Sonnenlicht vorhandenen Mengen von ursprüglich Rot, Grün und Blau gleich gesetzt werden, daß also

$$\int r \,\mathrm{d}\lambda = \int g \,\mathrm{d}\lambda = \int b \,\mathrm{d}\lambda, \qquad \text{(I)}$$

wo r, g und b die im Sonnenlicht jedem λ entsprechenden Mengen von ursprünglich Rot, Grün und Blau sind.

Die eingeführte Bedingung (I) sagt aus, daß weißes Licht aus gleichen Mengen von ursprünglich Rot, Grün und Blau besteht.

Hieraus folgt, daß man die Farbe eines Farbengemisches von „Sonnenlicht" bekommen kann, wenn man jede Farbe im Gemisch in ihre Komponenten, nämlich ursprünglich Rot, Grün und Blau, zerlegt, all das ursprüngliche Rot für sich summiert usw., und dann wieder die erhaltenen Komponenten zusammensetzt. Die Zusammensetzung läßt sich in einem Maxwellschen Dreieck ausführen. Doch kommt man ohne dieses aus, indem man den Königschen Satz benutzt, daß man jedes Farbengemisch auffassen kann als bestehend aus weißem Licht ($R = G = B$) und einer Spektralfarbe oder einer von den Purpurfarben, die zu den grünen Spektralfarben komplementär sind. Die zu Weiß hinzukommende Farbe läßt sich durch die Königsche Tabelle bestimmen.

Nennt man die ganze Menge des im Gemisch vorkommenden ursprünglichen Rot, Grün und Blau bzw. R, G und B, hat man also:

$$R = \int \mathcal{J} r \,\mathrm{d}\lambda, \quad G = \int \mathcal{J} g \,\mathrm{d}\lambda, \quad B = \int \mathcal{J} b \,\mathrm{d}\lambda,$$

und in diesem Falle, wo

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}' \sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{n \lambda \sqrt{n^2 - \sin^2 i}},$$

$$R = \int \mathcal{J}' r \sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{n \lambda \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \,\mathrm{d}\lambda.$$

usw.

Um diese Integrale zu berechnen, muß man außer der Dicke der Platte und den Brechungsindices eigentlich $\mathcal{J}' \sin^2 2\varphi$ kennen. $\mathcal{J}'$ variiert wegen der Konstruktion des Polarisationsmikroskops und der Verluste durch Reflexion etwas mit dem Einfallswinkel i, und weil der Lichtstrahl polarisiert ist, auch ein wenig mit dem Winkel μ, welchen die Einfallsebene des Strahls mit der Polarisationsrichtung des Polarisators bildet; dagegen können die Variationen von $\mathcal{J}'$ mit λ, die daher stammen, daß die Verluste durch Reflexion ein wenig von λ abhängen, wegen ihrer Kleinheit vernachlässigt, und $\mathcal{J}'$ also als von λ unabhängig betrachtet werden. $\sin 2\varphi$ ist eine Funktion von i und μ, aber nicht von λ. Hieraus folgt, daß $\mathcal{J}' \sin^2 2\varphi$ für jede Diametralebene durchs Zentrum, d. h. für jedes μ verschiedene Werte bekommt. Weil aber diese Variationen nur von i und μ, nicht von λ abhängen, beeinflussen sie nicht die Zusammensetzung des Lichts, sondern nur die totale Lichtstärke. Da die totale Lichtstärke in dieser Untersuchung ohne Interesse ist, ist $\mathcal{J}' \sin^2 2\varphi$ im folgenden einer Konstanten $\mathcal{J}_0$ gleichgesetzt. Man hat also:

$$R = \mathcal{J}_0 \int r \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \,\mathrm{d}\lambda,$$

usw.

Experimentelles.

Bestimmung der Brechungsindices. Das Totalrefraktometer. — Zur Bestimmung diente das von Abbe konstruierte Kristallrefraktometer, bei welchem die zu untersuchende Kristallplatte auf eine Flintglashalbkugel vom Brechungsindex ca. 1,89 aufgelegt und mit derselben durch einen Tropfen einer stärker brechenden Flüssigkeit optisch verbunden wird. Eine kurze Beschreibung ist von Drude in seinem Lehrbuch der Optik gegeben.[1])

Fehlerquellen. — Wenn die Bestimmung des Winkels der Totalreflexion fehlerfrei sein soll, muß der Apparat sehr sorgfältig justiert sein; viele geometrische Bedingungen müssen nämlich in diesem Falle erfüllt sein. So müssen z. B. die beiden Achsen des Apparats sich im Zentrum der Halbkugel unter einem Winkel von 90° schneiden; die Achse des Fernrohrobjektivs muß sich in einer Ebene durch das Kugelzentrum bewegen; die plane Oberfläche der Halbkugel muß zur Drehungsachse der Kugel senkrecht sein und durch deren Zentrum gehen, usw. Eine früher im Institut ausgeführte Untersuchung des Refraktometers hat gezeigt, daß

1) Näheres über das Refraktometer s. Czapski, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1890, S. 246 u. 269.

die Justierung so gut ist, daß man von den durch mangelhafte Justierung entstehenden Fehlern absehen kann, wenn man keine größere Genauigkeit als die beim Ablesen zu erreichende (beinahe 10″) fordert. Nur eine Fehlerquelle muß berücksichtigt werden, diejenige, welche daher stammt, daß die plane Oberfläche der Halbkugel nicht genau senkrecht auf der vertikalen Drehungsachse der Kugel steht; ist die Oberfläche um den kleinen Winkel α gegen die richtige Stellung geneigt, so bekommt man den Winkel der Totalreflexion nach der einen Seite bestimmt um α zu groß und nach der anderen Seite (beim Umschlagen des Fernrohrs) bestimmt um α zu klein. Der Fehler hebt sich also auf, wenn man, statt die Vertikalstellung des Fernrohrs als Nullpunkt zu benutzen, jedesmal den Winkel der Totalreflexion durch Umschlagen des Fernrohrs und beiderseitiges Ablesen bestimmt; die Differenz der beiderseitigen Ablesungen ist gleich dem doppelten Winkel der Totalreflexion. Wird die Kugel in verschiedene Azimute gestellt, so kommen verschiedene α's zur Geltung; der größte Wert von α ist hier beinahe 30′. Wenn man auch bei erneutem Justieren α vermindern könnte, würde sich der erwähnte Fehler doch geltend machen; denn beim Auflegen des Kristalls bekommt man unvermeidlich einen kleinen Winkel zwischen diesem und der Oberfläche der Halbkugel. Die Wirkung hiervon ist dieselbe, als ob die plane Oberfläche der Halbkugel geneigt wäre; der Winkel der Totalreflexion muß daher immer durch Umschlagen und beiderseitiges Ablesen bestimmt werden.

Zur Bestimmung des Brechungsindex eines Kristalls wird gefordert: 1. eine Bestimmung des Brechungsindex der Glashalbkugel; 2. eine Bestimmung des Verhältnisses der Brechungsindices zwischen Glas und Kristall.

Die Beobachtungen.

Brechungsindex des Glases der Halbkugel. — Um den Brechungsindex des Glases der Halbkugel als Funktion der Wellenlänge zu bestimmen, wurde eine Reihe Beobachtungen des Totalreflexionswinkels zwischen Halbkugel und Luft mit Licht von verschiedenen Wellenlängen gemacht.

Als Lichtquellen wurden benutzt: ein Bunsenbrenner mit Perlen von Natrium-, Lithium- oder Thalliumsalz, eine Wasserstoffröhre und eine Heliumröhre, welche durch ein kleines Induktorium betrieben wurden. Es war schwer, die blauen und besonders die violetten Linien genügend hell zu bekommen, weil das Glas der Halbkugel gelblich ist und daher das blaue Licht sehr abschwächt.

Die Beobachtungen sind für jede Wellenlänge für vier verschiedene Azimute gemacht. Der aus diesen berechnete Mittelwert für den Totalreflexionswinkel Θ, samt den aus der Formel $n_g = \operatorname{cosec} \Theta$ berechneten Brechungsindex für die Halbkugel, sind in der Tabelle II gegeben:

Tabelle II.

	$\lambda\,\mu\mu$	Θ	n_g
Li	670,8	32° 10′38″	1.87780
He	667,8	32° 10′13″	1,87816
H	656,3	32° 08′37″	1,87955
Na	589,6	31° 55′53″	1,89070
He	587,6	31° 55′36″	1,89095
Th	535,1	31° 41′35″	1,90343
He	501,6	31° 30′05″	1,91380
H	486,1	31° 23′46″	1,91957

Die Temperatur hat bei den Messungen einige Grade um 20° C geschwankt. Der mittlere Fehler in der Bestimmung von n ist weniger als 0,0002.

Brechungsindex des Apophyllits. — Die Apophyllitplatte war senkrecht zur Achse geschnitten. Wenn dieses der Fall ist, bilden die beiden Kurven der Totalreflexion zwei Kreise, welche die Hauptbrechungsindices n_1 und n_2 direkt messen.

Die eine Fläche der Kristallplatte war hoch poliert. Mit dieser wurde sie auf die plane Oberfläche der Halbkugel aufgelegt und durch ein Tröpfchen Kassiaöl mit derselben verbunden. Darnach wurden die Grenzwinkel der Totalreflexion für verschiedene Wellenlängen bestimmt.

Die Beobachtungen wurden auch hier für jede Wellenlänge in vier Azimuten gemacht.

In der Tabelle III sind die aus den Beobachtungen berechneten Mittelwerte für die Winkel der Totalreflexion ψ_1 und ψ_2 gegeben; ferner die aus der Formel $n_k = n_g \sin \psi$ berechneten

Tabelle III.

	$\lambda/\mu\mu$	Θ_2	Θ_1	n_2	n_1	$n_2 - n_1$	$\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$
He	667,8	54° 42′55″	54° 36′27″	1,53397	1,53108	0,00289	4.33
H	656,3	54° 45′37″	54° 33′56″	1,53426	1,53142	0,00284	4.33
Na	589,6	54° 22′34″	54° 14′20″	1,53688	1,53423	0,00265	4.49
He	587,6	54° 22′06″	54° 13′48″	1,53692	1,53427	0,00265	4,51
Hg	546,1	54° 04′35″	53° 57′10″	1,53897	1,53656	0,00241	4.41
He	501,6	53° 39′16″	53° 32′15″	1,54149	1,53917	0,00232	4,63
H	486,1	53° 28′48″	53° 22′15″	1,54266	1,54048	0,00218	4.48

Hauptbrechungsindices des Apophyllits; die Differenz $n_2 - n_1$ derselben, endlich $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$:

Der mittlere Fehler in den Bestimmungen von n_1 und n_2 ist ca. 0,0002, in der Bestimmung von $n_2 - n_1$ c. 0,00005, in $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ also ca. 0,1.

Aus der Tabelle III geht hervor, daß $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ beinahe konstant ist; dieses hat zur Folge, daß die derselben Ordnung entsprechenden Radien der im konvergenten Licht beobachteten Ringe für verschiedene Wellenlängen beinahe dieselben sind. Man hat nämlich für den $p$ten Ring

$$\sin^2 i = \frac{p\left(\sqrt{p^2 + 4d^2\frac{(n_2 - n_1)^2}{\lambda^2}} - p\right)}{2d^2\frac{(n_2 - n_1)^2}{n^2\lambda^2}}.$$

Wäre $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ genau konstant, so fielen alle die $p$ten Minima und alle die $p$ten Maxima zusammen und man bekäme nur abwechselnd schwarze und weiße Ringe ohne Farben. Die kleinen Abweichungen vom konstanten Wert, welche die $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ zeigen, bestimmen die Farben, die sich bei den Apophyllitringen zeigen; diese Abweichungen lassen sich aber bei dem für $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ in diesem Versuch erreichbaren mittleren Fehler von ca. 0,1 nicht bestimmen.

Man mußte also versuchen, eine genauere Bestimmung von $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ auf andere Weise zu erlangen. Dieses ließ sich, wie sich zeigte, mittels eines Polarisationsspektrometers erreichen.

Bestimmung der Differenz der Hauptbrechungsindices des Apophyllits durch ein Polarisationsspektrometer.

Das Polarisationsspektrometer. — Das Polarisationsspektrometer ist ein gewöhnliches Spektrometer, dessen Kollimator und Fernrohr mit ablesbaren Nicols versehen sind.

Mittels des Kollimators wird paralleles in beliebiger Richtung polarisiertes Licht hervorgebracht, durch die auf dem Spektrometertisch aufgestellte Kristallplatte unter beliebigem, meßbarem Einfallswinkel geworfen und mit dem Analysator im Fernrohr untersucht.

Mit gekreuzten Nicols gilt dann nach S. 701 für die Minima des durch die Platte gehenden Lichts die Gleichung

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{n\lambda\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} = 0, 1, 2, \cdots p \cdots.$$

Stellt man also durch Drehen des Spektrometertisches für Licht von der bekannten Wellenlänge λ auf das $p$te Minimum ein und liest den Einfallswinkel i ab, so bekommt man, wenn n und d bekannt sind, eine Bestimmung für $n_2 - n_1$, nämlich

$$n_2 - n_1 = \frac{p\lambda n\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}{d\sin^2 i}.$$

Die Intensität des durch die Platte gehenden Lichts wird (s. S. 701) am größten, wenn die Polarisationsrichtungen derselben einen Winkel von 45° mit der Drehungsachse des Spektrometers bilden.

Die Versuchsanordnung. — Zur Herstellung von monochromatischem Licht von verschiedenen Wellenlängen diente in diesem Falle ein Wülfingscher Monochromator, der von einem glühenden Nernstfaden beleuchtet wurde.

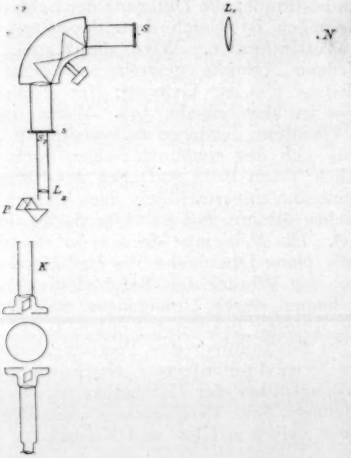


Fig. 1.

Die Aufstellung ist in der Figur 1 skizziert: N ist der senkrecht gestellte Nernstfaden, L_1 eine Linse, die das von ihm ausgehende Licht auf den Spalt S_1 des Monochromators wirft. Durch die Prismen im Monochromator wird das Licht dispergiert und in der Ebene s zu einem Spektrum gesammelt; von diesem greift man durch den Spalt S_2 ein enges Bündel heraus, das um so monochromatischer ist, je enger die Spalten S_1 und S_2 sind. Das durch S_2 gehende Licht wird von der Linse L_2 zu einem monochromatischem Bild des Nernstfadens gesammelt; dieses wird mittels der Prismen P um 90° gedreht, so daß es wagerecht ist, und auf das Loch des Kollimators K am Spektrometer geworfen.

Das Prismenpaar P besteht aus zwei recht-

winkligen, gleichschenkligen Glasprismen, die einander zur Hälfte überdecken, und deren Kanten einen Winkel von 45° miteinander bilden. Durch ein solches Prismenpaar wird das Bild eines beliebigen Gegenstands um 90° gedreht.

Der Kollimator ist, statt mit einem Spalt, mit einem ziemlich großen Loch (Durchmesser ca. 2,5 mm) versehen. Eine gute Einstellung auf das Minimum des Lichts, das sich beim Drehen der Kristallplatte wagerecht durch das Gesichtsfeld bewegt, fordert nämlich ein in wagerechter Richtung ziemlich breites Gesichtsfeld. Um das Gesichtsfeld in der Breite ganz mit Licht auszufüllen, und um die Beleuchtung in dieser Richtung so einförmig wie möglich zu haben, war es notwendig, ein wagerechtes Bild vom Nernstfaden auf das Loch zu werfen. Dieses wurde, wie schon gesagt, durch das Prismenpaar erreicht; daß das Gesichtsfeld durch diese Einrichtung in vertikaler Richtung ziemlich schmal wird, schadet nichts.

Der Versuch. — Das Fernrohr und der Kollimator des Spektrometers wurden auf unendlich eingestellt, und einander gegenüber festgeklemmt. Die Polarisationsrichtungen der Nicols wurden mittels eines dritten Nicols bestimmt, und die Nicols gekreuzt so eingestellt, daß deren Polarisationsrichtungen einen Winkel von 45° mit der Drehungsachse des Spektrometers bildeten. Die Kristallplatte wurde auf dem drehbaren Tisch angebracht und das Ganze durch das Gaußche Okular im Fernrohr so eingestellt, daß die Platte parallel, die Achsen des Fernrohrs und des Kollimators rechtwinklig zu der Achse des Spektrometers waren.

Der Monochromator, dessen Eichung bekannt war, wurde auf die gewünschte Wellenlänge eingestellt, eine von den vier Stellungen der Kristallplatte, die dem zweiten Minimum entsprechen, aufgesucht und am Kreis des Spektrometertisches abgelesen. Diejenige dem zweiten Minimum entsprechende Einstellung, bei welcher sich dieselbe ebene Seite der Kristallplatte gegen das Fernrohr wendet, wurde darnach aufgesucht und am Kreis abgelesen. Die Differenz der zwei Ablesungen gibt den doppelten Einfallswinkel. Nachdem die andere Seite der Kristallplatte gegen das Fernrohr gedreht war, wurden die beiden Minima ebenfalls abgelesen.

Fehlerquellen. — Im obigen ist vorausgesetzt, daß die Kristallplatte planparallel und die optische Achse senkrecht zur Oberfläche ist. Abweichungen hiervon führen Fehler in der Bestimmung vom Einfallswinkel herbei.

Ist die Platte ein wenig prismatisch (bei der untersuchten Platte war der Winkel 7′), so bilden die aus der Platte tretenden Strahlen einen kleinen Winkel mit den eintretenden. Dieser ist für alle vier Einstellungen der Platte der Größe nach derselbe; weil die Strahlen aber immer nach dem dicken Ende des Prismas abgelenkt werden, werden sie nach verschiedenen Seiten abgelenkt, je nachdem sich die eine oder die andere Seite der Platte gegen das Fernrohr wendet. Nimmt man daher, wie es in den Versuchen gemacht ist, die Differenz derjenigen beiden Ablesungen, bei welchen sich dieselbe Seite der Platte gegen das Fernrohr wendet, so hebt der Fehler sich auf, und man bekommt den richtigen Einfallswinkel.

Die Abweichung der Achsenrichtung von der Normalen ist nur 20′, und kann daher keinen meßbaren Fehler hervorgerufen haben.

Die Beobachtungen. — In der Tabelle IV sind die Ergebnisse der Beobachtungen an der früher erwähnten Apophyllitplatte gegeben. o_1 und o_2 sind Ablesungen am Spektrometerkreis, den Minima entsprechend, für welche die eine Seite der Kristallplatte gegen das Fernrohr wendet; o_3 und o_4 sind die beiden anderen. Jedes o ist eine Mittelzahl aus zwei und für die roten und blauen Strahlen, wo die Einstellung viel ungenauer ist, aus mehreren Einstellungen; jedesmal sind die beiden einander gegenüber gestellten Nonien abgelesen. Der Einfallswinkel i ist als $\frac{o_1 - o_2}{2}$

Tabelle IV.

$\lambda\,\mu\mu$	o_1	o_2	o_3	o_4	$i_1 = \frac{o_1 - o_2}{2}$	$i_2 = \frac{o_3 - o_4}{2}$	$i = \frac{i_1 + i_2}{2}$
752	354° 47′12″	280° 30′12″	174° 42′02″	100° 25′20″	37° 08′30″	37° 08′21″	37° 08′25″
704	354° 31′47″	280° 36′05″	174° 31′20″	100° 36′05″	36° 57′51″	36° 57′37″	36° 57′44″
653	354° 18′37″	280° 45′55″	174° 17′20″	100° 51′32″	36° 46′21″	36° 42′54″	36° 44′38″
603	354° 04′30″	280° 56′15″	174° 04′20″	101° 06′50″	36° 34′07″	36° 28′45″	36° 31′26″
552	353° 58′05″	281° 06′37″	173° 57′20″	101° 13′47″	36° 25′44″	36° 21′46″	36° 23′45″
525	354° 00′25″	281° 01′35″	173° 58′22″	101° 14′40″	36° 29′25″	36° 21′51″	36° 25′38″
501	354° 09′12″	280° 56′30″	174° 05′05″	101° 09′30″	36° 36′21″	36° 27′47″	36° 32′04″
478	354° 24′10″	280° 40′45″	174° 21′30″	100° 53′42″	36° 51′42″	36° 43′54″	36° 47′48″
462	354° 42′19″	280° 21′15″	174° 38′37″	100° 39′27″	37° 10′32″	36° 59′35″	37° 05′04″
448	355° 02′37″	279° 56′50″	174° 57′17″	100° 20′35″	37° 32′53″	37° 18′21″	37° 25′37″
436	355° 21′33″	279° 34′36″	175° 17′13″	99° 59′37″	37° 53′28″	37° 38′48″	37° 46′08″

bez. $\frac{\sigma_3 - \sigma_4}{2}$ berechnet. Am Kreis kann man mit Nonius 20″ ablesen.

Der mittlere Fehler in den einzelnen Beobachtungen ist durchschnittlich ca. 5″.

Hieraus sind, wie die Tabelle V zeigt, $n_2 - n_1$, $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ und $\frac{n_2 - n_1}{n\lambda}$ berechnet. Als Einfallswinkel ist $i = \frac{i_1 + i_2}{2}$ benutzt. Für d ergibt sich 2,744 mm.

Tabelle V.

$\lambda/\mu\mu$	$n_2 - n_1$	$\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$	$\frac{n_2 - n_1}{n\lambda}$
752	0,00323	4,30	2,811
704	0,00306	4,35	2,840
653	0,00288	4,41	2,875
603	0,00269	4,47	2,912
552	0,00249	4,52	2,937
525	0,00237	4,52	2,936
501	0,00225	4,50	2,922
478	0,00213	4,45	2,886
462	0,00203	4,40	2,848
448	0,00194	4,33	2,802
436	0,00186	4,27	2,758

Der mittlere Fehler in $n_2 - n_1$ ist ca. $^1/_2$ Proz.

Zur Kontrolle wurden dieselben Messungen mit einer anderen Apophyllitplatte gemacht. Die Platte war etwas dünner, für d ergab sich 1,484 mm und für den Brechungsindex n des Natriumlichtes 1,5352, also innerhalb der Fehlergrenze derselbe Wert wie für die erste Kristallplatte. Die Messungsresultate sind in der Tabelle VI aufgeführt.

In der Tabelle VII finden sich die hieraus berechneten Werte für $n_2 - n_1$, $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ und $\frac{n_2 - n_1}{n\lambda}$.

Die für die beiden Platten gefundenen Werte für $n_2 - n_1$ usw. stimmen innerhalb der Fehlergrenze, die ca. $^1/_2$ Proz. ist.

Eine Bestimmung der Polarisationsrichtungen der zwei gebrochenen Strahlen ergab, daß der Apophyllit positiv doppelbrechend ist.

Tabelle VII.

$\lambda/\mu\mu$	$n_2 - n_1$	$\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$	$\frac{n_2 - n_1}{n\lambda}$
704	0,00304	4,32	2,822
653	0,00287	4,39	2,865
603	0,00269	4,46	2,902
552	0,00249	4,51	2,931
525	0,00236	4,50	2,925
501	0,00225	4,49	2,915
478	0,00213	4,45	2,885
462	0,00203	4,39	2,842
452	0,00196	4,34	2,809

Die Farbenerscheinung.

Sehr auffallend ist es, daß die Werte von $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ und $\frac{n_2 - n_1}{n\lambda}$ für die verschiedenen Werte von λ beinahe dieselben sind; sie weisen sogar ein Minimum resp. Maximum bei $\lambda = 545\ \mu\mu$ auf.

Hieraus folgt, daß die den verschiedenen λ entsprechenden Minima derselben Ordnung beinahe demselben Einfallswinkel entsprechen. Man hat nämlich für das $p$te Minimum

$$p = \frac{d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{n\lambda\sqrt{n^2 - \sin^2 i}},$$

und hieraus für i:

$$\sin^2 i = \frac{p\left(\sqrt{p^2 + 4d^2\frac{(n_2 - n_1)^2}{\lambda^2}} - p\right)}{2d^2\frac{(n_2 - n_1)^2}{n^2\lambda^2}}.$$

Sind die erwähnten Größen genau konstant, so entsprechen alle Minima der $p$ten Ordnung genau demselben Einfallswinkel, alle Intensitätskurven der verschiedenen Werte von λ, die durch

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \int \sin^2 \frac{\pi d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{n\lambda\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}\, d\lambda$$

bestimmt sind, überdecken sich, und man bekommt abwechselnd schwarze und weiße Ringe ganz ohne Farben. Die Erscheinung wiederholt sich dann also genau.

Weichen die Größen $\frac{n_2 - n_1}{n\lambda}$ und $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ vom konstanten Wert ab, dann werden die den verschiedenen λ entsprechenden Intensitätskurven sich voneinander trennen.

Tabelle VI.

$\lambda/\mu\mu$	σ_1	σ_2	σ_3	σ_4	$i_1 = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}$	$i_2 = \frac{\sigma_3 - \sigma_4}{2}$	$i = \frac{i_1 + i_2}{2}$
704	158° 38′04″	53° 55′36″	338° 36′08″	234° 01′08″	52° 21′14″	52° 17′30″	52° 19′22″
653	158° 05′35″	54° 19′15″	338° 03′05″	234° 19′38″	51° 53′10″	51° 51′44″	51° 52′27″
603	157° 44′00″	54° 38′32″	337° 42′52″	234° 38′45″	51° 32′44″	51° 32′04″	51° 32′24″
552	157° 32′12″	54° 54′15″	337° 29′57″	234° 53′50″	51° 18′58″	51° 18′04″	51° 18′31″
525	157° 37′50″	54° 48′40″	337° 34′55″	234° 46′48″	51° 24′35″	51° 24′03″	51° 24′19″
501	157° 48′37″	54° 46′05″	337° 47′20″	234° 36′39″	51° 31′16″	51° 35′20″	51° 33′18″
478	158° 09′28″	54° 17′23″	338° 10′12″	234° 19′30″	51° 56′03″	51° 55′21″	51° 55′42″
462	158° 38′38″	53° 48′28″	338° 44′04″	233° 48′08″	52° 25′05″	52° 27′58″	51° 26′32″
452	158° 53′08″	53° 18′10″	339° 07′11″	233° 26′07″	52° 47′29″	52° 50′32″	51° 49′01″

Für die erste benutzte Apophyllitplatte ($d = 2{,}744$ mm) sind im Diagramm Fig. 2 diejenigen Intensitätskurven, die $\lambda = 430, 490, 545$ und $720\ \mu\mu$ entsprechen, gezeichnet. Als Abszisse ist $\operatorname{tg} i$, welches den Radien der Ringe proportional ist, als Ordinate die Intensität benutzt. Die Kurven fallen alle ziemlich in die Nähe voneinander, nur die den äußersten blauen und violetten Strahlen entsprechenden Kurven trennen sich mit wachsendem p etwas von den andern.

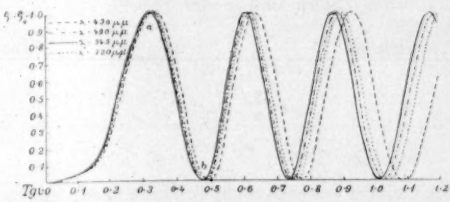


Fig. 2.

Sind die Abweichungen so klein, daß der Abstand zwischen den verschiedenen Minima der $p$ten Ordnung klein ist gegenüber dem Abstand zwischen den Minima der $p$ten und denjenigen der $(p+1)$ten Ordnung, so muß man immer abwechselnd helle und dunkle Ringe bekommen, indem alle Minima bzw. Maxima derselben Ordnung in die Nähe voneinander fallen und von den benachbarten Maxima bzw. Minima getrennt sind. Beim Abfall zu und beim Aufsteigen von den dunkeln Ringen werden sich jetzt aber Farben zeigen, die, wie aus dem Diagramm Fig. 2 hervorgeht, an den beiden Seiten eines Minimums verschieden sind, weil die Reihenfolge der Kurven, an einer Ordinate entlang gemessen, umgekehrt ist; an jeder Seite hat man aber beinahe dieselbe Farbe auf der ganzen Strecke von Minimum bis Maximum. Dieses zeigt sich deutlich, wenn man sich das Farbengemisch an jeder Stelle in zwei Komponenten zerlegt denkt, nämlich in Weiß und etwas farbiges Licht. Weiß ist durch gleich große Intensitäten aller vorhandenen λ gekennzeichnet. Auf der Strecke ab zum Beispiel repräsentiert also die unterste Kurve ($\lambda = 545\ \mu\mu$) weißes Licht, während der Überschuß der verschiedenen Kurven über diese etwas farbiges Licht darstellt. Da die Intensitätskurven zwischen Maximum und Minimum ziemlich geradlinig verlaufen, schneiden sie von den Ordinaten zwischen a und b, von der untersten Kurve aus gerechnet, ziemlich kongruente Stücke ab. Die zu Weiß hinzukommende Farbe ist also auf der ganzen Strecke beinahe dieselbe. Nur in der Nähe von Maximum und Minimum treten größere Abweichungen ein, die sich aber, wenn die verschiedenen Kurven ziemlich in der Nähe voneinander liegen, nur wenig bemerkbar machen; im Minimum sind nämlich die Intensitäten so klein, daß man nichts sieht, während im Maximum Weiß so überwiegend ist, daß man nur einen weißen Eindruck bekommt.

Beim Abfall von Weiß bis Schwarz muß man eine blauviolette Farbe bekommen, weil hier die blauen und violetten Kurven die obersten sind; beim Aufsteigen von Schwarz bis Weiß eine gelbgrüne, weil die $\lambda = 545\ \mu\mu$ entsprechende Kurve hier die oberste ist.

Sollen die Farben, welche die verschiedenen Minima begrenzen, dieselben sein, die Farbenerscheinung sich also genau wiederholen, so darf die relative Lage der den verschiedenen λ entsprechenden Minima sich von Ring zu Ring nicht ändern, d. h. das Verhältnis zwischen den, zwei verschiedenen Werten von λ entsprechenden Radien derselben Ordnung muß von d unabhängig sein; oder, was dasselbe ist: $\operatorname{tg} i$, das dem Radius proportional ist, muß als eine Funktion von p mal einer Funktion von λ geschrieben werden können. Zur Bestimmung von den dem $p$ten Minimum entsprechenden i-Werten hat man:

$$p = \frac{d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{n\lambda\sqrt{n^2 - \sin^2 i}},$$

und hieraus

$$\operatorname{tg}^2 i = \frac{p\left(\sqrt{p^2 + 4d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{\lambda^2}} - p\right)}{2d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{n^2\lambda^2} - p\left(\sqrt{p^2 + 4d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{\lambda^2}} - p\right)}$$

wo $4d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{\lambda^2} = 80\,d^2$ (d in mm ausgedrückt). Nur für große Werte von d, also dicke Platten, ist die Bedingung erfüllt; in diesem Falle kann man nämlich p^2 gegenüber $4d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{\lambda^2}$ und $2d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{n^2\lambda^2}$, zugleich p gegenüber $d\frac{(n_2-n_1)}{n^2\lambda}$ und $2d\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ vernachlässigen und bekommt dann

$$\operatorname{tg}^2 i = p\frac{n^2\lambda}{d(n_2-n_1)}.$$

Für eine Platte, wie die untersuchte von der Dicke $d = 2{,}744$ mm, ist die Bedingung eigentlich nur für $p = 1$ erfüllt. Dieser Umstand macht aber für die an den Seiten des Minimums auftretenden Farben nur wenig aus, weil dadurch nicht die Reihenfolge der Minima der verschiedenen Werte von λ, sondern nur ihre relativen Abstände geändert werden. Für eine nicht allzu eingehende Untersuchung wird sich die Farbenerscheinung also auch im betrachteten Falle anscheinend wiederholen.

Um das Phänomen näher zu studieren und die Farben näher zu bestimmen, wurde, wie schon gesagt, die Königsche Farbentabelle benutzt.

Die Berechnung der Farben. — Wie S. 702 gezeigt, ist die dem Einfallswinkel i entsprechende Menge R von ursprünglich Rot ausgedrückt durch

$$R = \mathcal{J}_o \int r \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \, d\lambda.$$

Dieses ist durch Summation berechnet, indem

$$R = \mathcal{J}_o \Sigma r \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \Delta\lambda$$

gesetzt ist; ebenfalls ist

$$G = \mathcal{J}_o \Sigma g \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \Delta\lambda$$

und

$$B = \mathcal{J}_o \Sigma b \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \Delta\lambda$$

gesetzt.

Um eine Genauigkeit von ca. 1 Proz. in den Berechnungen zu erreichen, mußte $\Delta\lambda$ gleich 10 $\mu\mu$ gewählt werden.

Die Berechnung ist so ausgeführt, daß

$r\Delta\lambda$, $g\Delta\lambda$, $b\Delta\lambda$

und

$$\sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}}$$

(für verschiedene Werte von i) für $\lambda = 400, 410, 420 \ldots\ldots 720$ $\mu\mu$ ausgerechnet sind. Die Produkte

$$r \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{n \lambda \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \Delta\lambda \ldots\ldots$$

sind dann gebildet und summiert.

Die Werte für $r\Delta\lambda$ . . . sind durch graphische Interpolation aus der Königschen Tabelle hervorgegangen; die Einheiten sind so gewählt, daß

$\int r d\lambda = \int g d\lambda = \int b d\lambda = 1$ gesetzt ist. Die benutzten Zahlen sind in der Tabelle VIII gegeben.

Die in

$$\sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n^2 \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}}}$$

eingehenden Größen $\frac{n_2 - n_1}{n^2 \lambda}$ und n sind aus den mit der ersten Apophyllit-Platte ($d = 2{,}744$) erreichten Beobachtungsresultaten (Tabelle V und III) durch Inter- und Extrapolation berechnet. Die benutzten Werte sind in der Tabelle IX aufgezeichnet.

Tabelle VIII.

λ $\mu\mu$	100 r	100 g	100 b
390	0,00	0,00	0,53
400	0,28	0,00	2,76
410	0,61	0,00	5,49
420	0,92	0,02	8,75
430	1,20	0,05	11,60
440	1,42	0,12	13,41
450	1,42	0,25	13,68
460	1,26	0,56	13,28
470	1,00	1,11	11,71
480	0,83	1,55	8,05
490	0,93	2,00	3,83
500	1,32	2,78	2,16
510	2,15	4,64	1,54
520	3,38	7,59	1,12
530	5,05	9,55	0,78
540	6,94	10,99	0,52
550	7,90	11,52	0,32
560	8,28	11,13	0,20
570	8,39	9,73	0,13
580	8,28	7,95	0,08
590	7,96	6,13	0,04
600	7,42	4,52	0,02
610	6,59	3,08	0,00
620	5,38	1,93	0,00
630	4,09	1,23	
640	2,85	0,72	
650	1,84	0,41	
660	1,10	0,23	
670	0,62	0,11	
680	0,29	0,05	
690	0,17	0,03	
700	0,06	0,02	
710	0,04	0,00	
720	0,02	0,00	

Tabelle IX.

$\lambda/\mu\mu$	$\frac{n_2 - n_1}{n^2 \lambda}$	n
390	1,623	1,5519
400	1,664	1,5504
410	1,702	1,5490
420	1,736	1,5478
430	1,767	1,5467
440	1,795	1,5456
450	1,820	1,5446
460	1,842	1,5437
470	1,859	1,5428
480	1,874	1,5420
490	1,885	1,5412
500	1,894	1,5405
510	1,901	1,5399
520	1,906	1,5392
530	1,909	1,5386
540	1,911	1,5381
550	1,911	1,5375
560	1,910	1,5370
570	1,908	1,5365
580	1,905	1,5360
590	1,901	1,5355
600	1,898	1,5351
610	1,894	1,5346
620	1,890	1,5342
630	1,886	1,5338
640	1,881	1,5335
650	1,877	1,5331
660	1,872	1,5328
670	1,868	1,5324
680	1,864	1,5321
690	1,860	1,5318
700	1,856	1,5315
710	1,852	1,5312
720	1,848	1,5309

Die Berechnung von R, G und B ist für verschiedene i durchgeführt und hat die in der Tabelle X aufgeführten und im Diagramm Fig. 3 aufgezeichneten Resultate gegeben.

Tabelle X.

i	tg$i$	100 R	100 G	100 B
13°	0,2309	54,9	55,4	51,4
18°	0,3249	99,7	99,4	99,5
22°	0,4040	49,6	48,2	59,5
25°	0,4663	1,4	0,9	6,5
26°	0,4877	1,9	2,2	0,7
28°	0,5317	35,1	37,2	21,5
31°	0,6009	97,9	98,1	90,3
32°	0,6249	96,5	96,1	97,3
34°	0,6745	52,0	49,0	73,0
36°	0,7266	4,3	2,4	21,0
36,5°	0,7400	1,3	0,2	
37°	0,7536	3,2	3,2	5,9
37,6°	0,7700			4,6
39°	0,8098	51,7	55,3	25,3
41°	0,8694	97,7	99,5	80,6

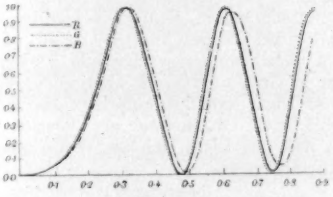


Fig. 3.

Als Abszisse ist wieder tg$i$, welches den Radien der Ringe proportional ist, als Ordinate sind die entsprechenden Werte von R, G und B benutzt.

Der Verlauf der Kurven R, G und B ist hiernach beinahe derselbe wie der Verlauf der den einzelnen λ entsprechenden Intensitätskurven, wie aus einem Vergleich mit dem Diagramm Fig. 2 hervorgeht; nur werden die Maxima und Minima für R, G und B mit wachsendem i, also wachsendem p, immer weniger ausgeprägt, weichen mehr und mehr von den Werten $\int r d\lambda$, ...(= 1) und 0 ab, während die Minimalwerte für die einzelnen Intensitätskurven immer gleich 0 und die Maximalwerte immer gleich einer Konstante sind.

$R = \int r d\lambda$ sagt aus, daß R gleich der ganzen im Weiß vorhandenen Menge ursprünglich Rot ist, daß also alle Maxima der verschiedenen Werte von λ zusammenfallen müssen; $R = 0$ sagt dasselbe für die Minima aus. Mit wachsendem Einfallswinkel, also wachsendem p, trennen sich, wie gezeigt, die den verschiedenen λ entsprechenden Minima derselben Ordnung voneinander. Dieses bewirkt eben, daß die Minimalwerte für R bzw. G und B mit wachsendem p mehr und mehr von 0 abweichen müssen. Denn im Minimum wird nur das einer Wellenlänge entsprechende Licht ganz ausgelöscht, während die Intensitäten der anderen, die auch einen Beitrag zu R bzw. G und B geben, um so größer werden, je mehr die Minima sich voneinander trennen. Weil der maximale Wert für g (wie aus der Königschen Tabelle ersichtlich ist) beinahe mit der dem Umkehrpunkt der Minima entsprechenden Wellenlänge $\lambda = 545\ \mu\mu$ zusammenfällt, und weil g für die blauen Strahlen, deren Minima am meisten getrennt sind, nur kleine Werte hat, wird G im Minimum nur sehr wenig von 0 verschieden sein; mehr weicht R und am meisten B ab, weil der maximale Wert von b ziemlich weit in Blau hinein bei $\lambda =$ ca. $450\ \mu\mu$ liegt. In derselben Weise läßt sich zeigen, daß die Maximumswerte mit wachsendem p abnehmen müssen.

Aus dem Diagramm Fig. 3 wie aus dem Diagramm Fig. 2 geht hervor, daß man vom Zentrum ausgehend abwechselnd helle und dunkle Ringe bekommen muß. Beim Aufsteigen von Dunkel bis Hell bekommt man ein Gemisch von weißem Licht, dessen Intensität durch die dreimalige Ordinate der untersten Kurve, also hier der B-Kurve, ausgedrückt ist, weil $R = G = B$ Weiß entspricht, und außerdem ein Gemisch von ursprünglich R und G, das einer gelbgrünen Spektralfarbe entspricht, deren Intensität durch die Summe des Überschusses von R und G über B gegeben ist. Das Verhältnis zwischen dem Überschuß von R und G ändert sich während des Aufsteigens beinahe nicht, die Farbe des entsprechenden Lichts also beinahe auch nicht; nur mengt sich allmählich so viel Weiß hinein, daß das Ganze zuletzt auf das Auge einen weißen Eindruck macht. Beim Abfall von Hell bis Dunkel hat man ein Gemisch von weißem Licht, dessen Intensität ebenfalls durch die dreimalige Ordinate der untersten Kurve, also hier der G-Kurve, vertreten ist, und etwas farbiges Licht, das von ursprünglich Blau und ein wenig Rot zusammengesetzt ist. Auch hier ändert sich die Farbe des entsprechenden Lichts nur wenig auf der ganzen Strecke zwischen Maximum und Minimum und wird auch hier gegen Maximum hin mit so viel Weiß gemischt, daß das Ganze einen weißen Eindruck macht. Im Maximum und Minimum, wo die Farbe des zu Weiß gemischten Lichts von Gelbgrün in Blauviolett übergeht, findet ein rasches Wechseln von Farben statt; diese Farben machen sich aber, wie schon gesagt, nicht bemerkbar.

Zur Bestimmung der Wellenlänge der zu Weiß hinzukommenden Spektralfarbe verfährt man am leichtesten so: man sucht zwischen den drei Größen R, G und B die kleinste auf, z. B. B, bildet die Differenzen $R-B$, $G-B$, danach $\frac{G-B}{R-B}$ und sucht in der Königschen Tabelle, mit welcher man in derselben Weise

Tabelle XI.

	i	tg$i$	100 R	100 G	100 B	$R-G$	$B-G$	$R-B$	$G-B$	$\frac{B-G}{R-G}$	$\frac{G-B}{R-B}$
Erster Ring, Abfall . . .	22°	0,4040	49,6	48,2	59,5	1,4	11,3			8,1	
Erster Ring, Aufsteigen . .	28°	0,5317	35,1	37,2	21,5			13,6	15,7		1,16
Zweiter Ring, Abfall . . .	34°	0,6745	52,0	49,0	73,0	3,0	24,0			8,0	
Zweiter Ring, Aufsteigen .	39°	0,8098	51,7	55,8	25,3			26,4	30,0		1,14

verfahren hat, die gefundene Zahl auf; die entsprechende Wellenlänge ist die gesuchte.

Um die Farben zu bestimmen, die sich beim Aufsteigen und beim Abfall zeigen, kann man aus den in der Tabelle X gegebenen Werten diejenigen vier Gruppen benutzen, welche in nachstehender Tabelle XI aufgeführt sind.

Aus der Königschen Tabelle hat man:

λ	$\frac{g-b}{r-b}$
560 $\mu\mu$	1,35
570 „	1,16
580 „	0,96

Hieraus geht hervor, daß die gelbgrüne Farbe der Spektralfarbe etwa $\lambda = 571$ $\mu\mu$ entspricht. Für die blauviolette Farbe, die sich beim Abfall zeigt, ist die Bestimmung von $\frac{B-G}{R-G}$ wegen des hierin eingehenden sehr kleinen Werts von $R-G$ sehr ungenau; weil ferner für die zu bestimmenden Wellenlängen das Verhältnis $\frac{b-g}{r-g}$ (nach der Königschen Tabelle bestimmt) nur sehr wenig mit λ variiert, so läßt sich hier die entsprechende Wellenlänge nicht in dieser Weise festsetzen.

Bemerkt man aber, daß die Farben an den beiden Seiten eines Minimums beinahe komplementär sind, weil sie sich, wie aus den Diagrammen Fig. 2 und 3 hervorgeht, beinahe zu Weiß ergänzen, kann man die Königsche Bestimmung von komplementären Farben benutzen und bekommt dann die Wellenlänge der blauvioletten Farbe nahezu als 450 $\mu\mu$ bestimmt.

Beobachtet man mit parallelen Nicols statt mit gekreuzten, hat man beim Apophyllit das Auffallende, daß man ganz dieselbe Erscheinung für die isochromatischen Kurven bekommt, nämlich abwechselnd weiße und schwarze Ringe von ganz denselben Farben begrenzt und in ganz derselben Reihenfolge vom Zentrum aus gerechnet. Das es so sein muß, erklärt sich aus den Diagrammen, wenn man bemerkt, daß die Intensitäten in diesem Falle durch dieselben Kurven repräsentiert sind, nur dieses Mal von der Linie 1 aus gerechnet, und daß die Farben, welche die Minima begrenzen, komplementär sind.

Eine andere Reihenfolge der Minima, als die hier gefundene, würde unter den erwähnten Bedingungen dasselbe Phänomen, nur mit anderen Farben, ergeben.

Bei Kristallen wie Kalkspat und Quarz, die nahezu die Newtonschen Farben zeigen, ist $n_2 - n_1$ annähernd konstant, $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ also umgekehrt proportional mit λ. Hieraus folgt, daß die Minima der verschiedenen Ordnungen sich nicht getrennt halten, sondern ineinander greifen, besonders bei höheren Werten von ρ. Man bekommt daher immer wechselnde Farben, die zuletzt in Grau oder Weiß übergehen, weil zuletzt so viele verschiedenfarbige Maxima der verschiedenen Ordnungen an dieselbe Stelle fallen, daß das Licht sich als Weiß zeigt.

Kopenhagen.

(Eingegangen 18. September 1906.)

Ein magnetischer Deklinograph mit selbsttätiger Aufzeichnung.

Von W. G. Cady.

So genau und zufriedenstellend die neueren Magnetographen mit photographischer Aufzeichnung im allgemeinen sonst auch sind, so lassen sie doch, selbst auf magnetischen Observatorien, aus zwei Gründen manches zu wünschen übrig. Diese beiden Gründe haben denn auch dazu geführt, ihre weitergehende Verwendung für theoretische und technische Zwecke sowie an Lehranstalten zu beschränken. In erster Linie sind es die Kosten und die Unbequemlichkeiten der photographischen Prozesse im Verein mit der Notwendigkeit, das Instrument in einem verdunkelten Raume zu verwenden; und zweitens ist es der Umstand, daß man über die Art und Weise, wie sich soeben der Erdmagnetismus verändert hat, nichts erfahren kann, solange die Aufzeichnungen noch nicht entwickelt worden sind. Für viele magnetische Untersuchungen würde es aber von großem Vorteil sein, in jedem beliebigen Zeitpunkt den magnetischen Charakter des Tages zu kennen. Wenn ferner der Magnetograph selbsttätig das Vorhandensein einer magnetischen Störung ankündigen könnte, so würde ein solcher „Gewittermelder" in all den Fällen von sehr großem Nutzen sein, wo es sich um eine besondere Untersuchung magnetischer oder solarer Stürme handelt.

Seit einer Reihe von Jahren hat der Verfasser mit Unterbrechungen versucht, ein Instrument herzustellen, welches die oben genannten Vorzüge so gut wie irgend angängig in sich vereinigt. Im Juniheft des Jahrgangs 1904 des „Terrestrial Magnetism" ist ein vorläufiger Bericht über die mit einem einfachen Versuchsapparate gewonnenen Ergebnisse veröffentlicht worden. Seit jener Zeit habe ich verschiedene Verbesserungen vorgenommen und einige Neuerungen angebracht. Das Instrument, dessen Beschreibung ich im folgenden geben werde, ist eines der beiden, welche für das „Department of Terrestrial Magnetism of the Carnegie Institution" gebaut worden sind, und von denen eines nunmehr in dem „Solar Observatory" auf dem Mount Wilson in Kalifornien in Betrieb ist.

Diese Instrumente besitzen, wie sich aus dem Folgenden ergeben wird, nicht den hohen Grad von Genauigkeit, wie ihn die Instrumente mit photographischer Aufzeichnung aufzuweisen haben; sie sind aber einfach und lassen sich leicht einstellen; sie können überall aufgestellt werden, vorausgesetzt, daß sie ein festes Fundament haben, und können in beliebiger Richtung orientiert werden; sie zeichnen die Änderungen der Deklination in sichtbarer Schrift mit Tinte auf und lassen ein elektrisches Läutewerk ertönen, sobald die Deklination zu der in Frage kommenden Tageszeit um mehr als einen vorgeschriebenen Betrag von ihrem Normalwerte abweicht. Nimmt man an den Instrumenten eine geringe Abänderung vor, so kann man sie, wenn man sie in geeigneter Weise gegen Temperaturschwankungen schützt, auch benutzen, um eine sichtbare Aufzeichnung der magnetischen Horizontalintensität zu erhalten. Das ihnen zugrunde liegende Prinzip dürfte vielleicht mit Vorteil auch in anderen Fällen Anwendung finden, wo es wünschenswert ist, eine sichtbare Aufzeichnung der kleinen Schwankungen schwacher physikalischer Kräfte zu erhalten.

Das Prinzip des Instrumentes ist folgendes: Die Bewegungen einer aufgehängten Magnetnadel werden mittels eines aufgehängten empfindlichen Glashebels auf eine am Ende eines langen Armes angebrachte Federspitze übertragen. Das Hebelsystem ist demnach einigermaßen ähnlich dem in dem Seismographen von Bosch-Omori angewandten, mit der Ausnahme, daß keine Zapfen zur Verwendung kommen. Die im Erdfelde auf eine Magnetnadel wirkende Richtkraft ist nämlich um so viel schwächer als die, welche im Falle eines massiven Horizontalpendels wirkt, daß ich es für das Beste gehalten habe, die zwar geringe, aber doch unsichere Reibung von Zapfen zu vermeiden. Ein Papierstreifen, welcher unter der Feder hindurchgeht, wird mittels eines Elektromagneten periodisch gehoben und mit der Federspitze in Berührung gebracht und dann unmittelbar nach dieser Berührung um eine kurze Strecke weitergeführt. Auf diese Weise erhält man eine Reihe von Punkten, die praktisch eine zusammenhängende Linie bilden.

In der nachstehenden verkleinerten Reproduktion einer Photographie, Fig. 1, stellt

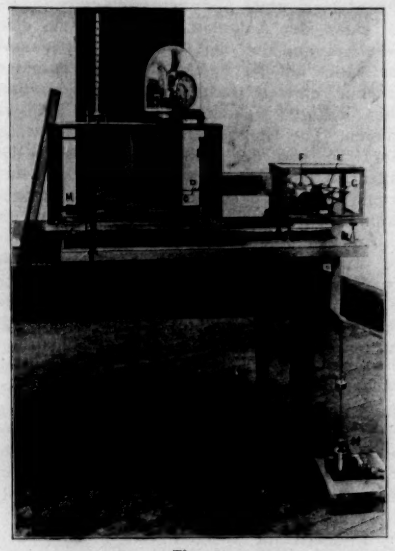


Fig. 1.

M die Magnetnadel dar. Diese ist ein Stab von 25,5 × 3,0 × 0,85 cm und hängt an einem Draht A aus Phosphorbronze im Innern einer massiven Kupferdämpfung. Von der Magnetaufhängung nach rechts erstreckt sich der leichte „Magnetarm" C aus Messing, an dessen abgewandtem Ende zwei senkrechte Glasstäbe D, die „Antennen", von ungefähr 0,2 mm Durchmesser und 1 mm gegenseitigem Abstand in einer zu C senkrechten Ebene angekittet sind. An einem Quarzfaden B hängt das Federsystem. Dieses besteht aus einer leichten Glaskapillare von 30 cm Länge mit einem Behälter, der mehrere Tropfen Tinte aufzunehmen vermag. Ein an dem Quarzfaden B hängender Messingrahmen hält diesen Behälter fest, während sich die Feder nach rechts hin durch ein rechteckiges Verbindungsrohr aus dem größeren in das kleinere Gehäuse erstreckt. Diese Form der Feder ist einfacher als der „Siphon Recorder", und dabei kann der Behälter eine Menge Tinte fassen, die für 1—3 Wochen vorhält. Beide Gehäuse haben Glaswände in Messingrahmen und Grundplatten aus Schiefer. Das größere Gehäuse trägt nur die Aufhängungen für das

Magnet- und Federsystem, während sich in dem kleineren die Aufzeichnungsvorrichtung befindet. Von dem aufgehängten Rahmen, der die Feder hält, erstreckt sich nach links ein horizontaler Glasstab von 80 × 0,3 mm. Dieser geht zwischen den Antennen hindurch. Der Quarzfaden *B* wird nun so stark tordiert, daß dieser horizontale Stab zu leichter Berührung mit einer der Antennen kommt. Dann dient diese Antenne zur Übertragung der Bewegungen der Nadel auf die Feder, während die andere Antenne einfach dazu dient, die Feder nach einer heftigen Störung wieder zur Ruhe zu bringen. Die Empfindlichkeit des Instrumentes hängt ab von der Entfernung zwischen den Antennen und dem Quarzfaden *B*. Diese Entfernung läßt sich beliebig einstellen. Man kann so Empfindlichkeiten erreichen, bei denen 1 mm in der Aufzeichnung einer Änderung der Deklination von etwa 1 bis zu 5 und mehr Bogenminuten entspricht. Für die Wahl der Empfindlichkeit ist die Frage ausschlaggebend, ob der Deklinograph zu quantitativen Messungen oder nur als magnetischer Sturmmelder dienen soll.

Die Aufzeichnungsvorrichtung in dem kleineren Gehäuse besteht aus einem Messingrahmen, der bei *E* auf einer Achse in Zapfen gelagert ist. An der Unterseite trägt dieser Rahmen senkrecht unter der Achse eine Rolle, auf welche ein Papierstreifen von etwa 18 m Länge und 10 cm Breite aufgewickelt ist. Dieser hat nahe seiner einen Kante eine Reihe von Löchern im Abstand von einem halben Zoll voneinander. Von der Rolle aus geht das Papier um eine Trommel *F*, die eine Reihe von kurzen Zähnen trägt, welche in die Löcher des Papierstreifens eingreifen. Von der Trommel aus läuft das Papier zunächst wieder um ungefähr 15 cm zurück, geht darauf über eine Walze und durch einen Schlitz in der Grundplatte nach unten. Am rechten Ende des Rahmens, bei *G*, ist ein Stab befestigt, der zu dem Kern des Elektromagnets *H* hinunterführt. Dieser Elektromagnet hat Hülsenform und einen Eisenpanzer. Der magnetische Kreis ist so gut geschlossen, daß seine Einwirkung auf die Deklinationsnadel vernachlässigt werden kann. So oft der Strom aus einer Batterie von 3—4 Trockenelementen durch die Spulen dieses Magnets fließt, wird der Kern nach unten gezogen und die Trommel *F* so weit angehoben, daß sie die Spitze der Feder berührt. Wird der elektrische Stromkreis geöffnet, so sinkt die Trommel wieder und wird dabei gleichzeitig selbsttätig mittels Zahnrads und Sperrklinke gedreht, so daß der Papierstreifen um ein Drittel Millimeter weiterrückt. Der Stromkreis des Elektromagnets steht durch ein Relais mit einem elektrischen Kontakt an der Uhr *K* in Verbindung. Diese Uhr kann natürlich in beliebiger Entfernung von den übrigen Teilen des Instrumentes aufgestellt sein. Der Kontakt an der Uhr kann so eingestellt werden, daß er jede halbe Minute, jede Minute, oder alle fünf Minuten, je nach Wunsch, einen Punkt aufzeichnen läßt. Solange sich die Trommel unten befindet, schwingt die Spitze der Feder frei ungefähr 3 mm über der Trommeloberfläche. An derselben Stütze, welche die Aufhängung der beweglichen Feder trägt, ist eine zweite Feder unverrückbar befestigt. Diese verzeichnet eine Grundlinie nahe am Rande des Papierstreifens.

Damit man die Feder leichter auf einen beliebigen Punkt des Papierstreifens einstellen kann, ist ein kleiner Richtmagnet, der von außerhalb des Gehäuses eingestellt werden kann, senkrecht über dem Torsionskopf der Deklinationsnadel angebracht.

Aus der vorstehenden Beschreibung ersieht man deutlich, daß man die Deklinationskurve bis zu dem Zeitpunkte, der dem letzten Punkte entspricht, mit einem Blick übersehen kann, wenn man von oben her durch den Glasdeckel des kleineren Gehäuses schaut. Man kann die Kurve auch aus der Entfernung, etwa von einem anderen Gebäude aus, beobachten, wenn man zu diesem Zweck daselbst ein kleines Fernrohr, erforderlichen Falles unter Anbringung eines reflektierenden Spiegels, aufgestellt hat.

Da das Instrument auch als „Sturmmelder" gedacht ist, so ist es noch mit einem Läutewerk versehen, daß dem Beobachter jede größere Änderung in der Deklination selbsttätig anzeigt. Zu diesem Zwecke ist an das Ende der Schreibfeder, ungefähr 3 cm von ihrer Spitze entfernt, eine Feder aus Phosphorbronzeband so angekittet, daß sie jedesmal, wenn die Schreibfeder angehoben wird, einen elektrischen Kontakt zwischen zwei festen Messingplatten herstellt. Von diesen Platten, deren Befestigung links von der Trommel *F* zu sehen ist, führen Drähte zu einer elektrischen Batterie und einer Klingel. Der mittlere Teil einer dieser Platten ist jedoch mit Glimmer bedeckt; solange daher die Feder unterhalb dieses Teiles bleibt, kann der elektrische Stromkreis nicht hergestellt werden. Wenn sich aber die Deklination genügend ändert, um die Feder über den Rand der Glimmerbelegung hinaus zu heben, so drückt die Trommel, jedesmal, wenn ein Punkt geschrieben wird, durch Anheben der Schreibfederspitze die Phosphorbronzefeder gegen die Kontaktplatten und bringt dadurch das Läutewerk zum Ertönen. Hieraus geht deutlich hervor, daß das Läuten der Klingel in keiner Weise die Bewegungsfreiheit des beweglichen Systems beeinträchtigt.

Es ist natürlich wünschenswert, die Grenzen, innerhalb welcher die Deklination als „normal"

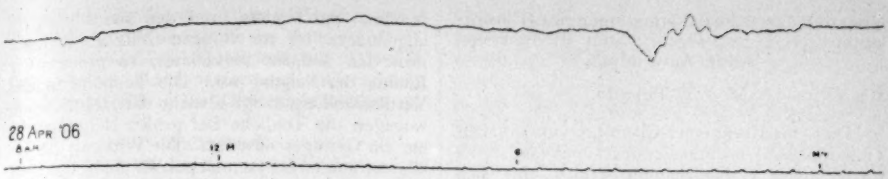


Fig. 2.*)

angenommen werden soll, so eng wie möglich zu nehmen. Würden die Kontaktplatten nun unbeweglich sein, so müßte die normale Zone mindestens so weit gewählt werden, wie sich im Durchschnitt die täglichen Schwankungen erstrecken. Statt dessen ist die Einrichtung getroffen, daß die Platten in Übereinstimmung mit dem durchschnittlichen Gange der täglichen Schwankungen vorwärts und rückwärts bewegt werden, und zwar erfolgt diese Führung durch einen Daumen, der vermittels eines an dem beweglichen Messingrahmen angebrachten Zahngetriebes in 24 Stunden einmal gedreht wird. Dieser Daumen ist mit großer Sorgfalt so geschnitten, daß er im allgemeinen dem durchschnittlichen Verlaufe der täglichen Schwankungen angepaßt ist, wie sich dieser aus einer großen Anzahl von Beobachtungen ergeben hat. Es ist eine Justiervorrichtung angebracht, welche die Amplitude der Bewegung zu verändern gestattet. Infolgedessen kann zu verschiedenen Zeiten des Jahres und an verschiedenen Orten derselbe Daumen verwendet werden. Der Daumen ist in der Fig. 1 hinter der Trommel *F* sichtbar.

Das Zahnrad, das den Daumen bewegt, ist noch mit besonderen Zähnen versehen; durch diese wird die Feder, welche die Grundlinie aufzeichnet, bei jedem dreißigsten Punkt ein wenig verschoben. Auf diese Weise werden, wenn das Instrument mit normaler Geschwindigkeit läuft, die Stunden und die halben Stunden selbsttätig in der Grundlinie hervorgehoben.

Nach einer plötzlichen großen Ablenkung der Schreibfeder braucht das System nahezu 30 Sekunden, um wieder zur Ruhe zu kommen. Unter diesen Umständen kann es vorkommen, daß der nächstfolgende Punkt etwas fehlerhaft aufgezeichnet wird, und daß dann zwei oder drei Punkte geschrieben werden müssen, um die Kurve wieder auf ihren wahren Wert zurückzubringen. Dieses „Kriechen" ist die Folge einer Reibung zwischen den Antennen und dem horizontalen Glasstab, und eben um es auf ein Mindestmaß zurückzuführen, ist eine so starke Deklinationsnadel gewählt worden. Es ist durchaus notwendig, daß die Glasoberflächen frei von Staub und Fett sind, bevor das Instrument in Gang gesetzt wird. Dieses Kriechen der Punkte ist indessen sehr gering, ausgenommen während beträchtlicher magnetischer Störungen. Unter gewöhnlichen Verhältnissen ist der Wert für die Deklination, wie er sich aus einem einzelnen Punkte bestimmt, wahrscheinlich bis auf $\pm$ 0,3 richtig. Diese Genauigkeit ist allerdings geringer, als die der photographisch aufzeichnenden Deklinographen, sie ist aber für viele Zwecke, wo nach quantitativen Werten gefragt wird, noch vollkommen ausreichend.

Ein Näherungswert für die Empfindlichkeit läßt sich unmittelbar aus den Abmessungen herleiten. Genauere Resultate erhält man, wenn man die Nadel mittels eines Hilfsmagnets um einen zu beobachtenden Winkel ablenkt und diesen Winkel mit der Verschiebung der Punkte auf dem Papier vergleicht. Zu diesem Zwecke ist an dem Magnetgehänge ein Spiegel angebracht, dessen Lage man mittels eines kleinen Fernrohrs und einer Skala beobachtet, die auf der Grundplatte des Instrumentes (s. Fig. 1) befestigt sind. Der zur Ablenkung dienende Magnet wird in eines der Löcher eines abnehmbaren Rohres gesteckt, das senkrecht unmittelbar über der Nadel *M* steht, und so gerichtet, daß er eine Ablenkung vom gewünschten Betrage hervorbringt.

In der Fig. 2 ist ein Teil einer fortlaufenden Aufzeichnung von mehreren Metern Länge wiedergegeben. Diese Aufzeichnung stellt die magnetische Störung vom 28. April 1906 dar. Die Empfindlichkeit ist derart, daß ein Millimeter in der ursprünglichen Aufzeichnung einer Ablenkung von ungefähr 1,2 Minuten entspricht; die Punkte werden in Zwischenräumen von je einer Minute verzeichnet; demgemäß entfallen 20 mm auf eine Stunde. Zunehmende Ordinaten entsprechen zunehmender westlicher Deklination.

*) Die Kurve ist auf die Hälfte verkleinert, wobei die Schärfe der Aufzeichnung nur mangelhaft wiedergegeben ist.

Wesleyan University, Middletown, Conn., 3. Sept. 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 18. September 1906.)

Über den durch die Schwingungen eines Flüssigkeitstropfens hervorgebrachten Pfeifton und seine Anwendung.

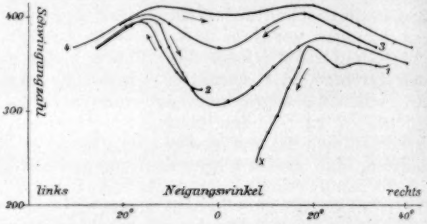
Von T. Terada.

Das eine Ende einer Glasröhre von ungefähr 5 mm innerem Durchmesser und 1 mm Wandstärke wird in der Gebläseflamme erhitzt, bis sich das geschmolzene Ende zu einer runden Tülle zusammenzieht und nur in der Mitte eine enge Öffnung von weniger als einem halben Millimeter Weite übrig läßt. Das andere Ende dieser Röhre verbindet man durch einen Kautschukschlauch mit einem Windkessel von beträchtlicher Kapazität, auf welchen eine konstante Belastung drückt. Die Tülle wird mit einem Tropfen Flüssigkeit benetzt. Öffnet man dann den Hahn des Windkessels, so entweicht die Luft durch die Tülle und bringt einen reinen musikalischen Ton hervor, dessen Tonhöhe sowohl von den Abmessungen der Tülle als auch von der Menge und der Natur der Flüssigkeit abhängt und sich ferner mit dem Luftdruck im Innern und der Neigung der Röhre gegen die Vertikale ändert. Die im folgenden mitgeteilten Experimentaluntersuchungen wurden in der Absicht angestellt, den Einfluß dieser Faktoren auf die Tonhöhe zu bestimmen.

1. Der Einfluß der Neigung und der Tropfengröße.

Die Röhre wurde an einem vertikalen Teilkreis befestigt. Der Luftstrom wurde unter konstantem Druck zugeführt, und dieser Druck wurde an einem Wassermanometer abgelesen. Zunächst wurde die Röhre senkrecht mit abwärts gerichteter Tülle eingestellt und eine möglichst große Flüssigkeitsmenge an die Tülle gebracht. Darauf wurde dann die Röhre mehr und mehr geneigt, und es wurden die Neigungswinkel verzeichnet, unter denen der Ton mit den aufeinander folgenden Tönen einer Stimmgabelreihe in Einklang stand.

Die Neigung wurde nach beiden Seiten von der senkrechten Stellung aus bewerkstelligt. Alsdann wurde zunächst der Flüssigkeitstropfen um eine geringe Menge vermindert und eine Wiederholung der Versuchsreihe ausgeführt. Wenn der Flüssigkeitstropfen groß ist, so tritt bei senkrecht abwärts gerichteter Tülle ein Sprudeln der Flüssigkeit ein. Aus diesem Grunde wurde mit den Beobachtungen bei einer ein klein wenig geneigten Stellung begonnen. In diesem Falle steigt die Tonhöhe schnell mit der Neigung an, während gleichzeitig die Tonstärke abnimmt. Wenn man die Neigung noch weiter vermehrt, so sinkt die Tonhöhe ein wenig, schwankt alsdann innerhalb eines kleinen Intervalles und geht dabei durch mehrere schwache Maxima und Minima, und der Ton klingt im allgemeinen bis zur völligen Stille ab. Wenn man den Tropfen verkleinert, so nimmt der Einfluß der Neigung ab. Die Tonhöhe in der Vertikalstellung steigt alsdann beträchtlich an, wogegen die Tonhöhe bei großer Neigung nur um ein Geringes ansteigt. Die Wirkung ist im allgemeinen nicht symmetrisch für die Neigungen nach entgegengesetzten Richtungen, was anscheinend auf Unregelmäßigkeiten in der Gestalt der Tülle zurückzuführen ist. Bei einer unsymmetrischen Tülle ist die maximale Steigerung der Tonhöhe infolge der Neigung größer in der Lage, in welcher die vorspringende Seite sich oberhalb der eingezogenen befindet, als in der entgegengesetzten Lage.



In der Figur sind die mit einer Röhre bei Verwendung von Olivenöl als Flüssigkeit an der Tülle erhaltenen Ergebnisse dargestellt. Die Schaulinie 1 entspricht einer Versuchsreihe mit großem Tropfen. An der mit $\times$ bezeichneten Stelle begann die Flüssigkeit zu sprudeln. Die Kurven 2, 3 und 4 zeigen, wie sich die Tonhöhe infolge allmählicher Verkleinerung des Tropfens ändert.

2. Der Einfluß der Abmessungen der Tülle.

Ich stellte mehrere Röhren mit verschieden großen Tüllen her und führte die Versuchsreihen mit derselben Flüssigkeit aus. Da die Tonhöhe stark von der Größe des Flüssigkeitstropfens abhängig ist, so war es nicht gerade leicht, ausschließlich den Einfluß der Abmessungen der Tülle zu untersuchen. Um die Unsicherheit wegen der Flüssigkeitsmenge zu vermeiden, wählte ich zwei Fälle aus, nämlich erstens den Fall, daß die Tülle so viel Flüssigkeit enthielt wie nur irgend möglich, und zweitens den Fall, daß der Tropfen so klein wie möglich war. Es zeigte sich, daß die Tonhöhe sich im ersteren Falle angenähert im umgekehrten Verhältnis wie die $^3/_2$te Potenz des Halbmessers der Tüllenmündung und im letzteren Falle im umgekehrten Verhältnis wie der Halbmesser änderte. In der folgenden Tabelle I sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt. Daselbst bedeutet R den Halbmesser der Tüllenöffnung in mm, n' die Schwingungszahl für den großen

Tropfen, n die für den kleinen Tropfen und p die Höhe der Wassersäule im Manometer.

Die verwendete Flüssigkeit war Olivenöl. Der mittlere Durchmesser der Tüllenöffnung wurde mit Hilfe eines Okularmikrometers gemessen.

Tabelle I.

$2R$ in mm	n $p = 6{,}2$ cm	n' $p = 11{,}2$ cm	Rn	$R^{3/2}n'$
0,569	205	200	58	30
0,372	292	366	54	29
0,325	368	475	60	31

3. Der Einfluß der Natur der Flüssigkeit.

Ich untersuchte verschiedene Flüssigkeiten mit einer und derselben Röhre. Das Arbeiten mit flüchtigen Flüssigkeiten war sehr schwierig, weil sich die Höhe des Tones mit der Verdampfung der Flüssigkeit schnell ändert. Ich verwandte Wasser, Olivenöl, Terpentinöl und Petroleum. Es zeigte sich, daß die Tonhöhe sich angenähert wie $\sqrt{\alpha/\varrho}$ ändert, wenn α die Kapillaritätskonstante der Flüssigkeit und ϱ ihre Dichtigkeit ist. Ich gebe zum Beleg in der Tabelle II einige der gewonnenen Ergebnisse an.

Tabelle II.

	α	ϱ	$\sqrt{\alpha/\varrho}$	n $p = 8{,}2$	$n\sqrt{\varrho/\alpha}$
Wasser	7,2	1,00	2,68	520	194
Olivenöl	3,5	0,90	1,97	370	188
Terpentinöl . . .	2,7	0,86	1,77	345	195

4. Der Einfluß des Druckes.

Bei großem Tropfen nimmt die Tonhöhe mit dem Drucke schnell zu, und in diesem Falle pflegt ein Sprudeln einzutreten. Ist der Tropfen klein, so beeinflußt der Druck die Tonhöhe nur in geringem Maße: der Ton steigt ein wenig an, geht durch einen Höchstwert und fällt dann wieder ein wenig bei zunehmender Intensität. Wenn der Druck gering ist, so hört der Ton bei mäßiger Neigung der Röhre auf; wenn man aber den Druck hinreichend steigert, so kann man in jeder Lage einen Ton hervorbringen.

Soweit erscheint es sehr wahrscheinlich, daß der Ton durch die Schwingungen des Flüssigkeitstropfens an der Tülle hervorgerufen wird. Um die Art und Weise dieser Schwingungen zu studieren, untersuchte ich die Tülle mittels eines Mikroskops. Wenn der Druck gleich null ist, so wird die Tülle durch die Flüssigkeit verstopft. Bei einem gewissen Drucke zerreißt die Flüssigkeit in der Mitte und läßt ein kleines Loch frei. Dieser kritische Druck ist um so größer, je kleiner der Halbmesser der Tüllenöffnung und je größer die Oberflächenspannung der Flüssigkeit ist. Das eben erwähnte Loch erweitert sich bei steigendem Druck; der Ton wird aber erst dann hervorgebracht, wenn die Öffnung an der Mündung soweit wie möglich geworden ist. Das auf der Flüssigkeitsoberfläche an der Tülle erzeugte Abbild einer Kerzenflamme verbreitert sich beim Beginn der Schwingungen. Die Schwingungszahl läßt sich daher stroboskopisch messen, wenn man eine durchbrochene Scheibe vor der Tülle rotieren läßt und mittels eines Mikroskops von mäßiger Brennweite beobachtet. Die Amplitude ist am größten in der Nähe der Mündung. Die Flüssigkeit erscheint in schneller Kreisbewegung.

Aller Wahrscheinlichkeit nach ist die hauptsächlichste Gegenkraft, welche die Schwingungen des Flüssigkeitstropfens unterhält, die Kapillarkraft der Flüssigkeit, und bildet die bewegte Masse einen bestimmten Bruchteil der in der Nähe der Mündung haftenden Flüssigkeit. Man darf daher wohl erwarten, daß die Schwingungszahl proportional $\sqrt{\alpha/m}$ ist, wo m die in Schwingung befindliche wirksame Masse und eine Funktion der Dichtigkeit der Flüssigkeit und des Halbmessers der Mündung ist. Wenn der Tropfen klein ist, so haftet die Flüssigkeit dicht an der inneren Wandung der Tülle und die wirksame Masse dürfte proportional ϱR^2 sein. Wenn dagegen der Tropfen groß ist und in Gestalt einer ringförmigen Lippe herabhängt, so kann man sich wohl vorstellen, daß die wirksame Masse proportional ϱR^3 ist. In diesem Falle wird der Tropfen, wenn man die Geschwindigkeit des Luftstromes steigert, beiseite geblasen, und die wirksame Masse wird verkleinert, woraus sich ein Anstieg der Tonhöhe ergibt. Der Einfluß der Neigung kann ebenfalls aus einer Verminderung der wirksamen Masse erklärt werden; der Flüssigkeitstropfen wird nämlich durch die Schwerkraft angezogen und zieht sich infolge der Neigung von der Mündung zurück.

Ich geriet auf den Gedanken, daß die Änderung der Tonhöhe auch auftreten müsse, wenn man eine magnetische Flüssigkeit anwendet und sie in ein Magnetfeld bringt. Diese Vermutung wurde durch den Versuch bestätigt. Die magnetischen Flüssigkeiten, welche ich benutzte, waren konzentrierte Lösungen von Eisenchlorid, Manganchlorid und Nickelchlorid. Benetzt man die Tülle mit einer dieser Flüssigkeiten und bringt sie dann mit abwärts gerichteter Mündung an die obere Kante der Pole eines Faradayschen Magnets[1]), so sinkt die Tonhöhe sofort, sobald man ein starkes Magnetfeld erregt. Bringt man die Tülle an die seitliche

[1]) Die Polschuhe waren kegelförmig mit einem Winkel von angenähert 54° 44'.

Kante, so daß die Röhrenrichtung zur Kante tangential verläuft, so steigt die Tonhöhe bei Erregung des Magnetfeldes. Der Anstieg und der Abfall der Tonhöhe sind beim Eisenchlorid und beim Manganchlorid beträchtlich und erstrecken sich bis über das Intervall einer Terz. Wenn man dagegen die Tülle in das gleichförmige Gebiet des Feldes bringt, so wird die Tonhöhe keineswegs in merklichem Maße beeinflußt. Wenn man die Tülle an die seitliche Kante der Pole bringt, so kann man die auf den Tropfen wirkende magnetische Kraft angenähert messen im Vergleich zu der Wirkung der Schwerkraft. Man braucht nur bei ausgeschaltetem Felde die Röhre so lange zu neigen, bis die Tonhöhe um den gleichen Betrag steigt wie durch Erregung des Feldes, und dann den Neigungswinkel zu messen. Die magnetische Anziehung, welche auf die Volumeneinheit der Flüssigkeit wirkt, ist gleich

$$\frac{k}{2}\frac{\partial H^2}{\partial r},$$

wo k die magnetische Suszeptibilität der Flüssigkeit, H die magnetische Feldstärke und r der seitliche Abstand vom Polmittelpunkt ist. Andererseits ist die auf die Volumeneinheit entfallende senkrecht nach unten gerichtete Wirkung der Schwerkraft gleich ϱg, wo ϱ die Dichtigkeit der Flüssigkeit ist. Somit ist, wenn man das Magnetfeld erregt, die Richtung der resultierenden Kraft um einen Winkel Θ geneigt, welcher durch die Gleichung

$$\text{tang}\ \Theta = \frac{k}{2\varrho g}\frac{\partial H^2}{\partial r}$$

bestimmt wird. Kennt man nun Θ und k/ϱ, so kann man hieraus $\partial H^2/\partial r$ berechnen. Die resultierende Kraft ist natürlich größer, wenn das Feld erregt ist, als wenn nur die Röhre geneigt ist, indessen ist in Wirklichkeit der Unterschied sehr gering, weil für gewöhnlich der Winkel Θ sehr klein ist. Besonders wenn der Tropfen klein ist, so ist die resultierende körperliche Anziehungskraft klein im Vergleich zu der von der Kapillarität herrührenden Oberflächenkraft, und ihre Wirkung besteht hauptsächlich darin, die Lage des Tropfens zu verändern, ohne ihn selbst in beträchtlichem Maße zu deformieren.

Zur Prüfung dieser Beziehung stellte ich den folgenden Versuch an: Ich bestimmte zunächst den Wert von k/ϱ nach der manometrischen Methode von Quincke. Die magnetische Feldstärke im Mittelpunkt der Pole wurde mittels einer von Hartmann & Braun verfertigten Wismutspirale gemessen, und der entsprechende Anstieg der Flüssigkeit in der Kapillarröhre wurde abgelesen. Wenn H die Feldstärke und h diesen Anstieg bedeutet, so haben wir:

$$\frac{k}{\varrho} = \frac{2hg}{H^2}.$$

Bringt man andererseits den Flüssigkeitsmeniskus in der Röhre an die Kante der Pole, wo die Fedstärke H' beträgt, so wird der entsprechende Anstieg h' durch die Gleichung

$$\frac{k}{\varrho} = \frac{2h'g}{H'^2}$$

gegeben, und es folgt:

$$H' = \sqrt{\frac{h'}{h}} \cdot H.$$

Für $\sqrt{h'/h}$ erhielt ich als Ergebnis aus zahlreichen Versuchen den Wert 0,81. Ich brachte alsdann die Tülle in ihre Stellung, erregte ein starkes Magnetfeld und verzeichnete den Anstieg der Tonhöhe. Darauf schaltete ich das Feld ab, neigte die Röhre, bis die Tonhöhe denselben Wert erreicht hatte wie bei erregtem Magnetfelde, und maß den Neigungswinkel. Dann ist:

$$\frac{1}{H'}\frac{\partial H}{\partial r} = \frac{\varrho g \tan \Theta}{kH'^2}.$$

Der Mittelwert für diese Größe, den ich aus mehreren Versuchen mit verschiedenen Flüssigkeiten erhalten habe, beträgt an der Kante ungefähr 1,06, ein Wert, der durchaus einleuchtend erscheint.

Ich versuchte auch, eine metallische Tülle zu benutzen, die ich mit Amalgam befeuchtete. Es gelang mir indessen nicht, mit dieser Versuchsanordnung irgendwelchen musikalischen Ton hervorzubringen.

Der Versuch dürfte zweckmäßig Verwendung finden zum Nachweis des Magnetismus von Flüssigkeiten. Außerdem dürfte er, wie ich hoffe, in manchen Fällen zur Anwendung gelangen, wo es sich um die Messung des Gradienten veränderlicher magnetischer Feldstärken in einem kleinen Raume handelt.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. Juli 1906.)

Die Temperatur fester Kohlensäure und ihrer Mischungen mit Äther und Alkohol bei verschiedenen Drucken.

Von John Zeleny und Anthony Zeleny.

1. Feste Kohlensäure und mehr noch eine Mischung, die man durch Hinzufügung von Äther und Alkohol erhält, benutzt man schon lange zum Aufrechterhalten einer bestimmten niedrigen Temperatur. Bei erniedrigtem Druck wird die Temperatur der Substanz noch weiter erniedrigt und die Kenntnis der bei irgendeinem gegebenen Druck angenommenen Temperatur liefert die Möglichkeit, Temperaturen zwischen -77^0 und -115^0 leicht zu erzielen und aufrecht zu erhalten. Unseres Wissens ist

noch keine genaue Untersuchung über die Variation der Temperatur der genannten Mischungen mit dem Druck ausgeführt worden, obwohl Du Bois und Wills[1]) die Temperatur von Kohlensäureschnee selbst bei verschiedenen Drucken erhalten haben.

Es bestehen zwischen den einzelnen Autoren Meinungsverschiedenheiten in bezug auf die Wirkung der Zufügung von Äther und Alkohol zu Kohlensäureschnee, und der Wert der Temperatur wird gewöhnlich ohne Rücksicht auf die Wirkung von Änderungen des Barometerdruckes angegeben. Außerdem besteht keine Übereinstimmung in betreff der für die Temperatur von Kohlensäureschnee selbst bei atmosphärischem Drucke angegebenen Werte.

Cailletet und Colardeau[2]) geben —60° als die Temperatur von Kohlensäureschnee bei Atmosphärendruck und —76° als die Temperatur in einem guten Vakuum an. Für eine Mischung von Kohlensäureschnee und Äther bei atmosphärischem Drucke geben sie den Wert —77° und als Temperatur der Mischung in einem gutem Vakuum den Wert —103 an. Für eine Mischung von Kohlensäure und Alkohol ist der von ihnen angegebene Wert —72°.

Regnault[3]) gibt —78,16° als den Siedepunkt von Kohlensäure an. Villard und Jarry[4]) geben die Temperatur zu —79° an und bemerken, daß die auf Rechnung von Veränderungen des Barometerstandes kommenden Variationen unbeträchtlich sind, obwohl sie bei einem Drucke von 5 mm die Temperatur des Schnees zu —125° finden. Sie bemerken, daß bei atmospärischem Druck durch Zufügung von Äther zu dem Schnee keinerlei Veränderung hervorgerufen wurde.

Du Bois und Wills[5]) geben die Temperatur von Kohlensäureschnee bei atmosphärischem Druck zu —79,2° an, wobei eine Veränderung von 1° einer Veränderung des Druckes um 55 mm entspricht.

Was die Temperatur einer Mischung von Äther und Kohlensäureschnee anbelangt, so schreibt Travers Herrn Olzewski den Wert —78,2° zu.[6]) Witkowski[7]) gibt für dieselbe Mischung —78,5° an. Holborn[8]) findet die Temperatur einer Mischung von absolutem Alkohol und Kohlensäureschnee bei atmosphärischem Druck zu —78,34° mit einer Veränderung 0,20° pro Zentimeter Druckveränderung. Kohlensäureschnee selbst ergab eine um 0,10° niedrigere Temperatur.

1) Beiblätter **24**, 428.
2) Journ. de Phys. (2) **7**, 430.
3) Ann. de Chim. et de Phys. (3) **26**, 259.
4) Compt Rend. **120**, 1413.
5) loc. cit.
6) Study of Gases, S. 245.
7) Phil. Mag. (5) **41**, 301.
8) Ann. d. Phys. **6**, 245.

2. Bei den hier zu beschreibenden Versuchen wurde der Kohlensäureschnee einem Zylinder mit käuflicher flüssiger Kohlensäure entnommen. Die Temperaturen wurden vermittels eines thermoelektrischen Nickel-Eisen-Elementes gemessen. Dieses war durch Benutzung von 6 bekannten Temperaturen geeicht worden. Die beiden hierbei verwandten Temperaturen, von denen die in vorliegender Arbeit angenommenen Werte im wesentlichen abhängen, sind: 1. der oben angegebene Wert, den Holborn mit einem Wasserstoff-Thermometer für die Temperatur einer Mischung von absolutem Alkohol und Kohlensäureschnee erzielt hat, und 2. die Temperatur von siedendem Äthylen, die zu —103,9° bei einem Druck von 74,0 cm angenommen wurde.[1]) Die Messungen wurden mit einem d'Arsonvalschen Galvanometer ausgeführt, das bei einer Skalenentfernung von 2,6 m Ablesungen der Temperatur bis auf 0,01° gestattete. Das Element wurde nach jeder Ablenkung kurz geschlossen und die Ablesung in der Weise ausgeführt, daß alle von etwaigen thermoelektrischen Kräften in anderen Teilen des Stromkreises herrührenden Fehler eliminiert wurden. Fehler, die entweder auf Rechnung des Festhakens des Aufhängefadens oder von Hysterese[2]) kamen, wurden gleichzeitig eliminiert. Die Veränderungen der Zimmertemperatur waren so gering, daß sie keinerlei Temperaturkorrektion erforderten.

3. a) Die Aufmerksamkeit wurde zunächst auf Kohlensäureschnee gerichtet, der sich in einem offenen Gefäß befand. Bekanntlich[3]) muß der Schnee, wenn eine konstante Temperatur aufrecht erhalten werden soll, von seinem eigenen Dampf umgeben sein. Ein Glasbecher wurde mit dem Schnee fast vollständig angefüllt und die thermoelektrische Lötstelle in seinem Mittelpunkt angebracht.

Solange die Fenster des Zimmers geschlossen und die Luft recht ruhig war, blieb die Temperatur des Schnees im Becher ganz konstant auf ihrem normalen Werte; sobald aber ein Zug eintrat, fiel die Temperatur sofort erheblich. Wenn man mit einem Blasebalg über den Becher blies und auf diese Weise den Dampf schnell entfernte, so konnte man die Temperatur um mehr als 15° erniedrigen.

Ein Stück des Schnees wurde oberhalb der Lötstelle angebracht und über dem Tisch gehalten, so daß der gebildete Dampf von dem festen Stück aus nach unten fließen konnte; seine Temperatur sank dann mehr als 10° unter die normale Temperatur.

1) Travers, Study of Gases, S. 243 (Wroblewki, Witkowski, Ramsay und Travers).
2) A. Zeleny, Phys. Rev. **23**, 1906.
3) M. Faraday, Phil. Trans., S. 155, 1845; Du Bois und Wills, loc. cit.

Ein mit dem Schnee nur teilweise gefülltes Gefäß, das am besten verkorkt wird, so daß nur ein kleiner Spielraum bleibt, entspricht am besten dem Zwecke der Aufrechterhaltung einer konstanten Temperatur. Der Schnee muß jedoch gut zusammengepackt sein, so daß er mit der Lötstelle guten Kontakt bildet; sonst kann er eine etwas zu hohe Temperatur liefern. Andererseits scheint das durch das Zusammenpacken des Schnees verursachte Rühren die Verdampfung zu beschleunigen und so eine kleine zeitweilige Verringerung der Temperatur zu erzeugen.

b) Weiterhin wurde eine Mischung von Äthyl-Äther und Kohlensäureschnee in dem Glasbecher angebracht. Die Temperatur dieser Mischung blieb sehr konstant und unbeeinflußt durch einen leichten Zug; durch kräftiges Blasen mit dem Blasebalg über die Mischung hin erniedrigte man ihre Temperatur nur um 0,02 °. Es scheint, daß die durch den Luftzug empfangene Wärme fast völlig die Abkühlung ausgleicht, die durch die schnellere Verdampfung infolge des Wegblasens von Dampf erzielt wird. Nachdem man mit dem Blasen einige Zeit fortgefahren war, nahmen jedoch die obersten Teile der Oberfläche eine weißliche Farbe an, als ob der Äther von dort vollständig verdampft worden wäre und den klaren Schnee bloßgelegt hätte. Wenn dieser Punkt erreicht war, wurde die Verdampfung beschleunigt. Dann begann die Mischung sich ganz wie bei klarem Schnee abzukühlen. Wenn man dann weiter blies, so erniedrigte man die Temperatur des Ganzen um mehrere Grade.

Unter normalen Verhältnissen ist jedoch die Temperatur der Mischung auffällig konstant[1]), solange der Schnee feucht und solange nicht genügend Äther vorhanden ist, daß sich über dem Schnee eine flüssige Oberfläche bilden konnte.

Wenn man die Mischung umrührte, so zeigte die Temperatur das Bestreben, zeitweilig um ungefähr 0,02 ° zu fallen. Kurz nach der Herstellung der Mischung wurde ein zeitweiliges Sinken der Temperatur um ganze 0,5 ° beobachtet. Diese Temperaturveränderung verschwindet jedoch bald und dürfte daher rühren, daß sich etwas Schnee in dem Äther auflöst.

c) Eine Mischung wurde hierauf aus absolutem Alkohol und dem Kohlensäureschnee hergestellt und in den Glasbecher eingebracht. Wenn diese Mischung ihre niedrigste Temperatur annehmen sollte, so mußte sie ganz dick sein und zwar weit dicker als dies bei der Äthermischung nötig ist. In der ganzen Masse der Mischung darf keine freie Flüssigkeit zu sehen sein. Wenn man einen starken Luftstrom mit dem Blasebalg über die Mischung blies, so erzeugte man eine Temperaturerhöhung von ungefähr 0,2 °. Die durch die beschleunigte Verdampfung an der Oberfläche hervorgerufene Abkühlung reicht in diesem Falle nicht aus, um die dem Luftstrom entnommene Wärme auszugleichen. Ein verstärktes Sieden im Innern der Masse verhindert jedoch ein allzu hohes Anwachsen der Temperatur. Wenn mit dem Blasen fortgefahren wurde, so verdampfte die Wärme des Luftstromes in kurzer Zeit so viel von der Kohlensäure, daß die Masse infolge eines Überschusses von Alkohol zu naß wurde; das Sieden wurde sehr lebhaft und die Temperatur nahm recht schnell zu.

d) Man ersieht hieraus, daß von den drei Kältemitteln — trockener Kohlensäureschnee, Mischung von absolutem Alkohol und Kohlensäureschnee und Mischung von Äther und Kohlensäureschnee — letztgenanntes sich am besten zur Aufrechterhaltung einer gleichförmigen Temperatur eignet. Die absolute Temperatur aller drei Kältemittel zeigte sich jedoch übereinstimmend, wenn sie in einem tiefen Gefäß untergebracht wurden, so daß sie von ihrem eigenen Dampf umgeben waren. Die bei den drei Kältemitteln zu verschiedenen Zeiten bei dem gleichen Barometerdruck beobachteten Unterschiede betrugen nicht mehr als 0,02 °.

4. Die Temperatur der drei Kältemittel wurde hierauf gemessen, während sie verschiedenen Drucken ausgesetzt waren. In einigen Fällen wurden die Substanzen in einem langen zylindrischen Dewarschen Gefäß von 4 cm Durchmesser angebracht. Die Öffnung wurde mit einem Gummipfropfen verschlossen, durch den das thermoelektrische Element hindurchging und von dem aus ein Gummischlauch nach einem offenen Quecksilberthermometer und einer Wasserpumpe führte. Ein Gefäß von großem Volumen wurde in Reihe geschaltet, so daß die von der Ungleichmäßigkeit der Pumpe herrührenden Veränderungen teilweise ausgeglichen wurden. In anderen Fällen wurde das Dewarsche Gefäß durch eine Glasröhre von gleichem Durchmesser ersetzt. Der Vorteil hiervon war, daß es innerhalb eines großen Dewarschen Zylinders angebracht werden konnte, der es vor Wärme schützte; wenn jedoch die Temperatur erhöht werden sollte, konnte die Röhre fortgenommen und der Prozeß bedeutend beschleunigt werden.

Um Drucke von mehr als einer Atmosphäre zu erzielen, wurde der von dem Behälter ausgehende Gummischlauch teilweise vermittels einer Schraubenklemme geschlossen. Auch beim Einstellen auf niedrigeren Druck wurde der von dem Gefäß ausgehende Gummischlauch in geeignetem Maße mit der Schraubenklemme

1) Wir konnten keine Temperaturveränderung beobachten, wenn ein Gefäß mit der Mischung so bedeckt wurde, wie dies von Faraday (loc. cit.) beschrieben wird.

geschlossen, während die Wasserpumpe bei konstantem Druck betätigt wurde. Durch Beobachten der Angaben des Manometers und sorgfältige Benutzung dieser Schraube konnten die Druckveränderungen leicht innerhalb der Grenzen eines Millimeters gehalten werden.

Die Temperatur des Kältemittels nimmt ihren Endwert weit schneller an, wenn man von einer höheren nach einer niedrigeren Temperatur ausgeht als im umgekehrten Falle. Im ersten Falle kühlt die schnelle Verdampfung die Mischung schnell auf ihre Endtemperatur ab, während im zweiten Falle die Wärme durch die Wände des Gefäßes hindurch gelangen muß. Es ist daher besonders wünschenswert, wenn ein Dewarscher Zylinder benutzt wird, auf jede Temperatur von einer höheren aus heranzukommen. Mit dem Schutze des Dewarschen Gefäßes verdampfen die Kältemittel selbst bei niedrigem Druck nur langsam, und jede beliebige Temperatur läßt sich daher ohne Veränderung des Materials lange Zeit aufrecht erhalten.

5. Acht Reihen Ablesungen mit mehr als hundert Beobachtungen wurden mit den drei Kältemitteln vorgenommen. Die erzielten reduzierten Werte wurden in großem Maßstabe aufgetragen und die für die drei Substanzen geltenden Punkte erwiesen sich als sämtlich zu ein und derselben Kurve gehörig. Hieraus schlossen wir, daß die Temperaturen der drei Substanzen bei jedem beliebigen Druck die gleichen sind. Daher wurde eine einzige Kurve durch alle erzielten Punkte hindurch gezogen. Die Übereinstimmung der Beobachtungen war im allgemeinen gut, obwohl einige der Einzelpunkte um bis 0,5 ° von der Hauptkurve abweichen. Die Beobachtungen mit der Alkoholmischung erstreckten sich nicht unterhalb von 100°.

Die Werte der Temperaturen bei den verschiedenen Drucken wurden von der so erhaltenen Kurve abgelesen; die Ergebnisse sind in nebenstehender Tabelle wiedergegeben.

Man ersieht hieraus, daß bei atmosphärischem Druck die Temperatur der Mischungen bei einer Veränderung des Druckes um 1 cm um 0,17 ° variiert. Dieses Verhältnis nimmt zu, wenn man den Druck vermindert, so daß es bei einem Druck von 2 cm mehr als 20 mal so groß ist.

Die von Du Bois und Wills (loc. cit.) für die Temperatur von Kohlensäureschnee angegebenen Werte sind um 1—2 ° niedriger als die von uns für den Schnee und dessen Mischungen mit Äther und Alkohol bestimmten. So ist z. B. bei dem Druck von 76 cm ihr Wert —79,2 ° und bei 4 cm Druck —112 °. Die Unterschiede scheinen auf Rechnung der beim Kalibrieren der thermoelektrischen Elemente angenommenen Grundtemperaturen zu kommen.

Die Temperaturen von Kohlensäureschnee und seinen Mischungen mit Äther und Alkohol bei verschiedenen Drucken.

Druck in Zentimeter Quecksilber	Temperatur in ° C	Druck in Zentimeter Quecksilber	Temperatur in ° C
2	—116,7	44	—85,20
3	—112,9	46	—84,60
4	—110,0	48	—84,10
5	—107,8	50	—83,60
6	—106,0	52	—83,10
7	—104,5	54	—82,60
8	—103,2	56	—82,20
9	—102,1	58	—81,80
10	—101,1	60	—81,40
12	— 99,4	62	—80,90
14	— 97,9	64	—80,50
16	— 96,5	66	—80,10
18	— 95,3	68	—79,76
20	— 94,2	70	—79,40
22	— 93,2	72	—79,04
24	— 92,2	73	—78,86
26	— 91,3	74	—78,68
28	— 90,5	75	—78,51
30	— 89,7	76	—78,34
32	— 89,0	77	—78,17
34	— 88,3	78	—78,00
36	— 87,7	80	—77,66
38	— 87,0	82	—77,33
40	— 86,4	84	—77,00
42	— 85,8		

Physikalisches Laboratorium der Universität Minnesota, 29. Juni 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

BESPRECHUNGEN.

The Physical Laboratories of the University of Manchester. A record of 25 years' Work. University Press, Manchester 1906.

Die vorliegende Beschreibung des physikalischen Instituts der Universität Manchester stellt einen Jubiläumsband dar, welcher anläßlich des 25jährigen Wirkens von Arthur Schuster am Owens College in Manchester von früheren Studierenden und Assistenten verfaßt ist. Neben der eingehenden Schilderung der Einrichtung und Hilfsmittel des Instituts ist der Band besonders durch die biographischen und bibliographischen Zusammenstellungen über den Jubilar von besonderem Wert.

E. Bose.

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

J. P. Kuenen, Theorie der Verdampfung und Verflüssigung von Gemischen und der fraktionierten Destillation. (Handbuch der an-

gewandten physikalischen Chemie. 4. Band.) Lex. 8. XII u. 244 S. mit 104 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1906. M. 12,—, gebunden M. 13,—.

Das vorliegende Kuenensche Werk umfaßt in erster Linie die Theorie der binären Gemische mit besonderer Berücksichtigung praktischer Anwendungen. Der Kamerlingh Onnes gewidmete Band ist naturgemäß seinem Inhalte nach erheblich von der holländischen Schule (van der Waals etc.) beeinflußt. Daß der Verfasser seine eigenen Untersuchungen erheblich in den Vordergrund rückt, ist verständlich und gibt dem Ganzen ein zwar subjektives, aber dafür charakteristischeres Gepräge. Bisweilen hat allerdings das Bestreben des Verfassers, seine augenblicklichen Überlegungen in das Niedergeschriebene hineinzuverweben, ihn Böcke schießen lassen. (Siehe z. B. Seite 137 bezüglich der Mischungswärme von Propylalkohol mit Wasser.) Als etwas rein Äußerliches möge erwähnt werden (was vielleicht durch Eingreifen des Herausgebers hätte vermieden werden können), daß sprachliche Härten (z. B. Molekul statt Molekül oder Molekel) der Lektüre einzelner Abschnitte hindernd im Wege stehen. Demgegenüber sei ausdrücklich hervorgehoben, daß das Kuenensche Werk im übrigen durchaus gelobt zu werden verdient und eine wohlgelungene Darstellung dieses speziellen Gebietes gibt. E. Bose.

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

B. Donath, Die Grundlagen der Farbenphotographie. („Die Wissenschaft", Heft 14.) 8°. 166 S. Mit 35 eingedruckten Abbildungen und einer farbigen Ausschlagtafel. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1906. Preis M. 5,—, in Leinwand gebunden M. 5,80.

Wer etwa erwarten sollte, in dem vorliegenden Bändchen der Viewegschen Sammlung praktische Winke zur Herstellung farbiger Photographien zu finden, wird durch die Lektüre enttäuscht werden. Der Zweck der Sammlung ist bekanntlich, allgemein-wissenschaftlich gehaltene Monographien über Spezialgebiete zu liefern, welche dem wissenschaftlich gebildeten Nichtfachmann das Verständnis vermitteln sollen. Diesem Programm getreu hat der Verfasser hier die verschiedenen direkten und indirekten Verfahren der Farbenphotographie behandelt. Es werden die theoretischen Grundlagen der einzelnen Verfahren besprochen, die damit bisher erzielten praktischen Erfolge und die Aussichten und Möglichkeiten für weitere Entwicklung erörtert. Nur wo es für das Verständnis unbedingt erforderlich erscheint, werden technische Einzelheiten oder praktische Rezepte mitgeteilt. Der Verfasser betont mit ganz besonderem Nachdruck den tiefgreifenden Unterschied, der zwischen additiver und subtraktiver Farbensynthese besteht, einen Unterschied, der vielfach nicht die ihm gebührende Beachtung gefunden hat. Wie alle Darstellungen des Verfassers, zeichnet sich auch diese durch Klarheit und Verständlichkeit aus. — Über die vorzügliche Ausstattung des Werkchens brauche ich nichts zu sagen; sie ist von den früher erschienenen Heften der „Wissenschaft" her hinlänglich bekannt. Max Iklé.

(Eingegangen 26. Juli 1906.)

Berichtigung.

In meiner Arbeit, diese Zeitschr. **7**, 556, 1906 sind die Vorzeichen der in den Gleichungen (*a*), (*b*) und (2) vorkommenden Vektorprodukte umzukehren. Ferner ersetze man in der ersten Gleichung von § 2 im letzten Term $d\tau$ durch dq. A. H. Bucherer.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es **habilitierte** sich in Tübingen Dr. H. Happel für Physik.

Ernannt wurden der a.o. Professor für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule in Wien Theodor Schmid zum o. Professor, der o. Professor der Physik an der Technischen Hochschule in Berlin Dr. H. Rubens zum o. Professor an der Universität in Berlin und Direktor des Physikalischen Instituts, der a.o. Professor der theoretischen und angewandten Physik in Erlangen Dr. Arthur Wehnelt zum o. Professor und Abteilungsvorsteher an der Berliner Universität, der Privatdozent an der Universität und an der Technischen Hochschule in Wien Dr. phil. Joseph Grünwald zum a.o. Professor der Mathematik an der Prager deutschen Universität, der Privatdozent an der Universität in Wien Dr. H. Mache zum a.o. Professor der Experimentalphysik an der Universität Innsbruck, der a.o. Professor an der Wiener Universität Dr. phil. Cäsar Pomeranz zum o. Professor für Chemie an der Universität Czernowitz, der o. Professor der Mathematik an der Deutschen Technischen Hochschule in Prag Dr. Karl Zsigmondy in gleicher Eigenschaft an der Technischen Hochschule in Wien, der Assistent am chemischen Institut des Physikalischen Vereins Frankfurt a. Main Dr. R. Kahn zum Leiter der chemischen Abteilung des Georg Speyer-Hauses daselbst, der Privatdozent an der Technischen Hochschule zu Berlin Professor Dr. Reißner zum o. Professor für Mechanik an der Technischen Hochschule in Aachen.

Verliehen wurde dem Professor für Maschinenbau an der Technischen Hochschule in Aachen Otto Köchy der Titel eines Geheimen Regierungsrates, dem o. Professor in der philosophischen Fakultät der Universität und Direktor der Sternwarte zu Berlin Dr. Hermann Struve der Charakter als Geheimer Regierungsrat.

Professor Wilh. Wien von der Universität Würzburg hat den Ruf als o. Professor der Physik an die Universität Berlin **abgelehnt**.

In Neapel **starb** am 12. September der o. Professor der Mathematik an der Universität daselbst Dr. Ernst Cesaro, in Darmstadt der ehemalige Privatdozent für höhere Mathematik Dr. P. Wolfskehl.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.